

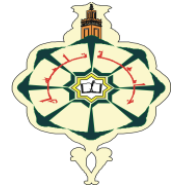
République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Université Abou Bekr Belkaid Tlemcen

Faculté de technologie

Département d'électronique



MEMOIRE

Pour obtenir le diplôme de MAGISTER

Spécialité : nanophysique et nanotechnologie

Présenté par

M^{lle} BENYAHIA Hayat

Sur le Thème

*Etude et simulation de la propagation de la lumière
dans une microsonde optique par la méthode dite BPM
(Beam Propagation Method)*

Soutenu le 8 décembre 2011 devant la commission d'examen

| | | | |
|-----------------|--------------|--------------------------------------|-------------------|
| M ^f | A.BENMANSOUR | Maitre de conférences A (U. Tlemcen) | Président de jury |
| M ^{me} | N.GHELLAI | Maître de conférences A (U. Tlemcen) | Examinateur |
| M ^{me} | K.RAHMOUN | Maître de conférences A (U. Tlemcen) | Examinateur |
| M ^f | D.KALAJDI | Maitre de conférences A (U. Tlemcen) | Encadreur |

Année 2010 /2010

Remerciements :

En préambule à ce mémoire, nous remercions Dieu le Tout Puissant, Miséricordieux et Clément dont nous avons trouvé la patience, le courage, la volonté et l'espoir dans la recherche et la réalisation de notre projet de fin d'études.

Je tiens à remercier sincèrement Monsieur kalaidji Djamel, que tous les mots restent faibles pour exprimer nos sentiments vers lui, qui, en tant que Directeur de mémoire, s'est toujours montré à l'écoute et très disponible tout au long de la réalisation de ce mémoire, ainsi que pour l'inspiration, l'aide et le temps qu'il a bien voulu nous consacrer et sans qui, ce mémoire n'aurait jamais vu le jour. Pour sa générosité et la grande patience dont il a su faire preuve malgré ses charges personnelles et professionnelles.

Monsieur Benmansour Abdelhalim, Maître de conférences à l'Université de Tlemcen, a bien voulu s'intéresser à mes travaux et m'a fait l'honneur de présider le Jury de mon mémoire. Je vous prie de bien vouloir accepter mes sincères remerciements.

Madame Rahmoun khadidja, Maître de conférences à l'Université de Tlemcen, a accepté d'examiner mon travail. Qu'elle veuille bien trouver ici l'expression de ma profonde gratitude.

Madame Ghellai Nacéra, Maître de conférences à l'Université de Tlemcen a bien voulu faire partie du jury. Qu'elle veuille bien accepter ici l'expression de ma sincère reconnaissance

Je souhaite adresser nos remerciements les plus sincères aux personnes qui m'ont apporté leur aide et qui ont contribué à l'élaboration de ce mémoire ainsi qu'à la réussite de ces formidables années universitaires, plus particulièrement M' Bendahmane fouzi.

Je remercie très sincèrement, les membres de jury d'avoir bien voulu accepter de faire partie de la commission d'examen.





Dédicace

A l'aide de DIEU tout puissant, qui trace de chemin de ma vie, j'ai pu arriver à réaliser ce modeste travail que je dédie à :

Les deux êtres les plus chers qui ont sacrifié leur vie pour mon bonheur, qui ont été toujours à mes côtés, dans la joie comme la tristesse, mes parents que j'aime énormément, pour leur soutien durant toute ma vie que DIEU les protège.

Mon frère Nourddine qui a été toujours avec moi et sans lui jamais je serais là.

Mon frère Mohamed, sa femme et ses enfants.

Ma grande sœur Hafida, leur mari et ses enfants.

Ma sœur noria et ses enfant.

A Kader et sa famille.

A tous mes copines surtout Amaria, Rahma ,Imane ,Fatima ,Samira...,et tout se qui j'aime.

*La route se poursuit inlassablement
Descendant de la porte où elle commençait
Maintenant, loin en avant la route est parvenue,
Et je dois suivre, si je le puis
Le poursuivant d'un pied las,
Jusqu'à ce quelle rencontre quelque voie plus large
Où maints sentiers et courses se rencontrent.
Et où alors? Je ne saurais le dire.*



Sommaire

| | |
|---|----|
| <i>Introduction générale</i> | 1 |
| Chapitre I : Propriétés des sondes optiques en champ proche | |
| I.1 Introduction | 4 |
| I.2 La microscopie optique en champ proche | 5 |
| I.3 Considérations générales sur le champ proche optique | 6 |
| I.3.1 Champ lointain | 6 |
| I.3.2 Champ proche | 7 |
| I.4 Différents types de microscopes optiques en champ proche | 11 |
| I.4.1 Sondes avec ouverture | 11 |
| I.4.2 Microscopies à pointes sans ouverture (ou "Aperturless") | 15 |
| I.5 Rôle de la sonde dans la formation des images optiques | 15 |
| a-Modèle analytique pour le PSTM | 15 |
| b- Fonction de transfert | 18 |
| I.6 Aperçu théorique | 20 |
| I.7 Caractérisation des sondes | 23 |
| I.7.1 Comportement optique | 23 |
| I.7.2 Comportement thermique | 25 |
| I.8 Applications de la microscopie optique en champ proche | 25 |
| I.9 conclusion | 26 |
| Chapitre II : Etude et conception d'une pointe à fibre optique (sonde optique) | |
| II-1 Introduction | 28 |
| II-2 Fibre optique | 28 |
| II-3 Fabrication des pointes | 30 |
| II-3-1 Attaque chimique | 30 |
| II-3-1-1 Méthode de Turner | 30 |
| II-3-1-2 Méthode dite du "tube- etching " | 35 |
| II-3-2 Pointes réalisées par étirage | 40 |
| II-3-3 Métallisation | 41 |
| II-4 Bilan sur la fabrication des pointes utilisées en SNOM | 42 |
| II-5 Conclusion | 43 |
| Chapitre III : Méthode du faisceau propagé BPM | |
| III.1 Introduction | 45 |
| III.2 Equations vectorielles de propagation des ondes | 45 |
| III.3 Description de la méthode BPM | 48 |
| III.4 Condition de simulation | 51 |
| III.5 Simulation numérique de la BPM | 51 |

| | |
|--|----|
| III.5.1 Simulation temporelle..... | 51 |
| III.5.2 Simulation spatiale..... | 51 |
| III.5.3 Simulation spatio-temporelle..... | 52 |
| III.6 La Simulation par BPM..... | 52 |
| III.7 Théorie générale de la méthode BPM..... | 54 |
| III.8 La formulation mathématique de la BPM..... | 58 |
| III.8.1 BPM-FFT..... | 58 |
| III.8.2 BPM-FD | 58 |
| III.9 Avantages et inconvénients de la BPM classique; améliorations possibles.... | 59 |
| III.10. Conclusion..... | 60 |
| <i>Chapitre IV : Simulation et optimisation du champ dans une microsonde optique par la « Free BPM »</i> | |
| IV.1 introduction..... | 62 |
| IV.2 Entré des données..... | 62 |
| IV.2.1 Paramètres de simulation..... | 63 |
| IV.2.2 Paramètres d'entrée..... | 65 |
| IV.2.3 Paramètres optiques..... | 66 |
| IV.2.4 Paramètres de la couche guidante | 67 |
| IV.2.5 Paramètres du système..... | 68 |
| IV.3 Résultats et discussion..... | 69 |
| IV.3.1 1 ^{er} structure (sonde 1)..... | 70 |
| IV.3.2 2 ^{eme} structure (sonde 2)..... | 75 |
| <i>Conclusion générale</i> | 82 |
| <i>Références bibliographiques</i> | 84 |

Introduction générale

Introduction générale

Actuellement, pour transporter l'information sous forme optique, celle-ci doit être transformée inévitablement en signaux électriques pour être traitée. L'apport de composants d'optique intégrée a permis l'amélioration de la qualité de l'information du fait qu'ils soient insensibles aux bruits et ne posent pas de problème de compatibilité électromagnétique. Ainsi, le développement de l'optique du champ proche qui est largement amélioré au début des années 1990, avec l'apparition de diverses techniques permettant l'imagerie optique au-delà de la limite de diffraction. Depuis, la simulation numérique et la modélisation ont sans cesse évolué, permettant une meilleure compréhension de la formation des images et des mécanismes physiques intervenant en champ proche.

Depuis au moins deux décennies, se sont développées des méthodes en microscopie optique fondée sur la détection et l'analyse du champ proche émis ou réémis par l'objet étudié. Ces méthodes se sont heurtées à un problème important qui demeure le confinement progressif de la lumière sur l'ensemble de la sonde (longueur 5 à 10 μ m) où la BPM (Beam Propagation Method) peut apporter une réponse complémentaire positive.

La Méthode du Faisceau Propagé a trouvé un large champ d'application, depuis le début des années 80, dans tous les guides d'ondes à structures non uniformes ou dans les composants obtenus par modification d'une fibre : coupleurs, tapers,... etc. Cette méthode consiste à simuler numériquement l'évolution de la répartition du champ électromagnétique au cours de sa propagation dans les guides d'ondes à structures quelconques aussi bien en milieu linéaire qu'en milieu non linéaire.

Dans ce travail, nous proposons une étude générale de méthode de simulation numérique permettant de décrire la propagation du champ lumineux dans les derniers microns d'une sonde à fibre utilisée en microscopie optique en champ proche, d'où le nom de microsonde.

Le premier chapitre consiste à définir les différentes structures de sondes optiques utilisées en microscopie en champ proche. Il s'agit d'une terminaison conique usinée chimiquement sur une fibre optique et dont la qualité principale est le confinement de la lumière au voisinage de la pointe (microsonde)

Le second chapitre concerne, quant à lui, l'étude et la conception des sondes non métallisées et fabriquées par des méthodes différentes : conditions d'attaque chimique, étirage et temps de gravure.

Dans *le troisième chapitre*, une description de la méthode numérique BPM est donnée : sa théorie, sa formulation mathématique par des équations de propagation à base de transformée de Fourier rapide (FFT) ou à base de différences finies (FD), ses conditions de simulation et, ses avantages et ses inconvénients.

Le quatrième et dernier chapitre est consacré entièrement à l'application numérique de la méthode pour simuler la propagation du champ lumineux à travers deux formes de structures de la sonde. Les premiers résultats obtenus, utilisant le logiciel « Free BPM », décrivent la répartition du champ au cours de sa propagation dans les derniers microns de la sonde optique.

Chapitre I :
***Propriété des sondes optique en champ
proche***

I.1 Introduction

Les sondes optiques utilisées pour la microscopie en champ proche doivent satisfaire à plusieurs exigences :

- *optique* : compromis entre le confinement de la lumière nécessaire à la résolution souhaitée, et la quantité de signal détecté ; adéquation du matériau au domaine spectral traité (absorption faible) ; réponse en polarisation ;
- *mécanique* : souplesse pour éviter la détérioration et finesse pour une meilleure résolution topographique ;(états de surface à étudier).
- *Thermique* : la puissance lumineuse véhiculée par les sondes métallisées doit être limitée à une dizaine de mW pour éviter la distribution de la couche métallique ;
- *chimique* : sondes adaptées aux milieux biologiques.

Une riche bibliographie concerne la fabrication et l'optimisation des sondes considérées comme guide d'onde, métallisé et terminé par une nano-ouverture ,ou purement diélectrique :le plus souvent le trajet lumineux ,au moins sur quelques micron, un guide conique (ou pyramidal)qui peut être l'extrémité d'une fibre amincie ou une pointe sur micro levier .quelque soit le procédé d'usinage retenu pour son extrémité, la fibre optique présente, par rapport au micro-levier , l'inconvénient de la rigidité .les dispositifs de « shear-force »utilisant un diapason ont toutefois montré leur fiabilité. Ils peuvent être intégrés sous l'objectif à longue frontale d'un microscope classique en courbant la fibre.

I.2 La microscopie optique en champ proche

Le champ proche optique : pourquoi ?

Lorsqu'un objet est éclairé par une onde électromagnétique, le champ diffracté par l'objet contient toujours des ondes propagatives associées aux larges détails de l'objet (champ lointain) et des ondes évanescentes associées aux détails fins de l'objet (champ proche optique). L'amplitude de ces dernières décroît rapidement avec la distance à l'objet. Le microscope optique en champ proche se propose d'aller dans la zone de champ proche optique afin de collecter ces détails fins correspondant aux hautes fréquences spatiales du champ diffracté. Quel que soit le dispositif utilisé, il comprend l'objet à étudier et un petit élément diffractif (pointe) placés à quelques nanomètres l'un de l'autre.

L'interaction électromagnétique entre ces deux éléments matériels provoque une conversion des ondes évanescentes en ondes propagatives (phénomène de frustration optique) et permet leur détection. Le principe de fonctionnement d'un SNOM est décrit sur la figure (I.1).

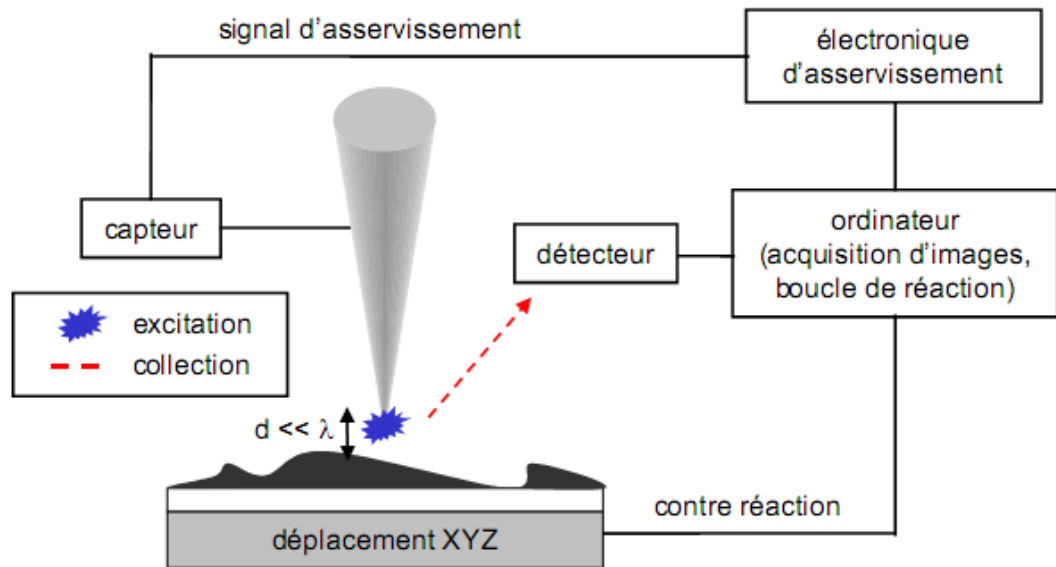


Figure .I.1 : Principe de fonctionnement d'un microscope optique en champ proche (voir description dans le texte).

Trois idées fondamentales sont à retenir :

- *la pointe* : la résolution dépend des caractéristiques de la pointe. Plus la pointe est de petite dimension, plus elle permet une résolution des fréquences spatiales élevées. Cette notion est discutée dans le paragraphe suivant pour les SNOM avec et sans ouverture.
- *la distance pointe-échantillon* : plus la pointe est proche de l'objet, typiquement 10 à 20 nm, plus elle interagit avec les ondes évanescentes, reliées à des détails fins. Cette phase requiert la présence d'un capteur, pour évaluer en temps réel la distance pointe-échantillon, et d'une boucle de contre-réaction pour maintenir constante cette distance pendant l'acquisition de l'image.
- *acquisition d'une image* : la pointe et l'objet sont déplacés l'un par rapport à l'autre pour former une image. Il faut disposer d'un système de détection optique et balayer la zone à analyser pour reconstituer l'image optique point par point.

Cette architecture de base est similaire à tous les microscopes de proximité : STM (Scanning Tunneling Microscope), AFM et SNOM. En 1981, le microscope à effet tunnel STM inventé par Binnig et al [1] a été mis en place. Le STM utilise une pointe métallique approchée d'un échantillon (métallique ou semi-conducteur) jusqu'à établissement d'un courant tunnel entre eux. La dépendance rapide du courant tunnel avec la distance entre les deux métaux permet de réaliser une image topographique de la surface dont la résolution est fonction de l'ouverture de la pointe. Il est donc possible de "voir" les atomes avec un appareil fonctionnant sur ce principe. Cependant, le STM possède une limitation intrinsèque : le signal détecté utilisé pour faire une image est un courant électronique et, de ce fait, on ne peut visualiser que les surfaces conductrices de métaux et de matériaux semi-conducteurs.

La première réalisation d'un microscope SNOM a vu le jour en 1984 par Pohl et al [2]. Le microscope SNOM s'apparente à un microscope AFM hybride auquel on a adjoint une partie optique. En effet, le mode d'asservissement de la pointe sur l'échantillon est en partie similaire. La pointe est forcée à osciller, soit parallèlement à la surface de l'objet (mode "shear force"), soit perpendiculairement à celui-ci.

Dans le premier cas, la proximité de la surface et les forces de friction qui en résultent provoquent un amortissement de cette oscillation à mesure que la pointe s'approche de la surface, et le système de rétroaction maintient constant cet amortissement. Le second mode de fonctionnement s'apparente au mode "tapping" d'un AFM classique, où la modulation verticale de la position de la pointe rend celle-ci sensible au gradient du potentiel d'interaction pointe-échantillon. Bien entendu, la spécificité première du microscope SNOM est qu'il est un microscope optique.

I.3 Considérations générales sur le champ proche optique

I.3.1 Champ lointain

La microscopie optique conventionnelle ou en champ lointain est liée à la détection d'ondes progressives à une distance de l'objet très supérieure à la longueur d'onde. C'est la technique de visualisation la plus ancienne et la plus utilisée malgré l'apparition des microscopies ultra-résolvantes comme la microscopie électronique et les microscopies à sonde locale (STM, SNOM, AFM...etc.).

Ceci est dû à de nombreux avantages : sa simplicité d'utilisation, son caractère non destructif ainsi que des apports dans le domaine de la spectroscopie. Cette technique a permis d'étudier une large variété d'échantillons sous divers environnements. Malheureusement, la résolution latérale est fondamentalement limitée par la diffraction en champ lointain, environ la demi-longueur d'onde de la lumière incidente ($\lambda / 2$). Pour vaincre cette limite, la microscopie en champ proche fut pensée il y a près d'un siècle. Cette nouvelle approche microscopique a donné naissance à plusieurs techniques d'imagerie et à divers montages expérimentaux. La divergence de vue de la communauté scientifique sur la nature exacte des phénomènes qui génèrent les images optiques en champ proche a conduit à une diversité de configurations, ce qui montre l'inexistence d'une configuration universelle valable pour toutes les applications. Dans ce qui suit nous allons d'abord présenter la limite de résolution des systèmes classiques, puis les moyens pour dépasser cette limite en utilisant la microscopie optique en champ proche.

I.3.2 Champ proche

Dans le but d'introduire les différentes notions telles que : champ proche, ondes évanescentes et résolution des systèmes, nous allons aborder les notions fondamentales nécessaires à la description du champ proche. Pour cela, nous considérons un objet (voir Fig.I.2) délimité par une interface dont le profil est $Z = S(x, y)$, éclairé par une source monochromatique de pulsation ω et de longueur d'onde correspondante $\lambda = cT = c2\pi/\omega$. Nous allons analyser le champ à proximité de la surface (ou champ proche) pour montrer qu'autre que les termes propagatifs, le champ comporte aussi une contribution non radiative (ondes évanescentes) confinée à l'immédiat voisinage de la surface.

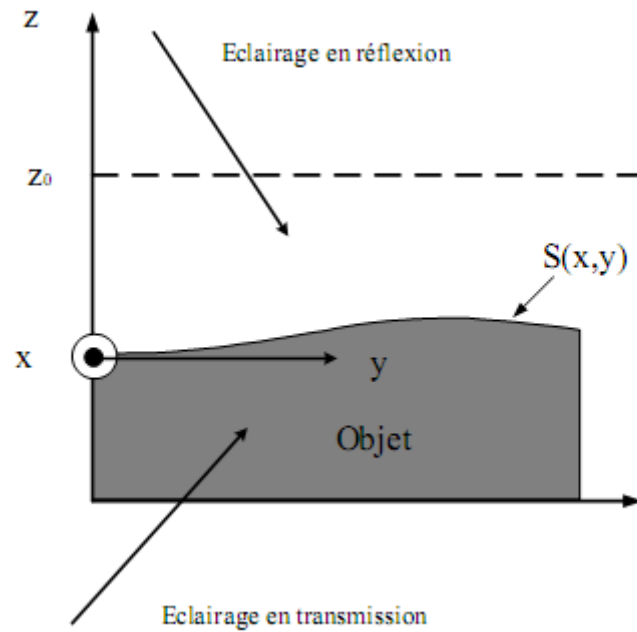


Figure. I.2: Définition de la zone champ proche pour un objet éclairé en réflexion ou en transmission. La surface de l'objet est définie par $z = S(x, y)$.

Résoudre le problème de propagation d'une onde nécessite la recherche de l'expression explicite du champ électrique dans tout l'espace où se propage cette onde, donc nécessite la résolution des équations de Maxwell. La décomposition de Fourier du champ $E(x,y)$ qui se propage dans le plan z fixe, peut être écrite de la manière suivante:

$$E(x, y, z) = \iint \tilde{E}(u, v, z) \exp[(i(ux + vy))] dudv \quad (I.1)$$

Où u et v sont des réels.

Ceci ramène la recherche de $E(x, y, z)$ à la recherche de sa transformée de Fourier, par conséquent une équation de propagation de la forme:

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}(u, v, z)}{\partial z^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - u^2 - v^2 \right) \tilde{E}(u, v, z) = 0 \quad (I.2)$$

En posant :

$$\omega = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - u^2 - v^2} \quad \text{Pour } \frac{\omega^2}{c^2} > u^2 + v^2 \quad (\text{I.3})$$

$$\omega = \sqrt{u^2 + v^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} \quad \text{Pour } \frac{\omega^2}{c^2} < u^2 + v^2 \quad (\text{I.4})$$

La solution générale de (1.2) prend la forme suivante

$$\tilde{E}(u, v, z) = A(u, v) \exp(i\omega z) + B(u, v) \exp(-i\omega z) \quad (\text{I.5})$$

Si on considère que le champ se propage dans le sens des $z > 0$ alors $B = 0$ Donc A peut être déterminé en écrivant l'expression du champ dans le plan $z = 0$ à l'aide de (I.1) et (I.3), on obtient:

$$E(x, y, 0) = \iint A(u, v) \exp[(i(ux + vy))] du dv \quad (\text{I.6})$$

$$\text{Donc : } A(u, v) = \tilde{E}(u, v, 0)$$

Et finalement le champ en un point (x, y, z) s'écrit sous la forme :

$$E(x, y, 0) = \iint \tilde{E}(u, v, 0) \exp[(i(ux + vy))] du dv \quad (\text{I.7})$$

Sous cette forme, le champ est une superposition d'ondes planes. Cette équation montre que l'amplitude complexe de chaque onde plane peut être donnée par la transformée de Fourier du champ dans le plan (x, y) . Cette équation, appelée aussi spectre angulaire du champ est valable également en champ proche. Par une formule d'inversion nous obtenons l'expression suivante :

$$\tilde{E}(u, v, 0) = \frac{1}{4\pi^2} \iint E(x, y, 0) \exp[(-i(ux + vy))] dx dy \quad (\text{I.8})$$

A partir de cette équation, on obtient les amplitudes des ondes planes dont le vecteur d'onde a pour composantes (u, v) . Ceci revient à voir la propagation comme un analyseur de spectre dans le sens où l'amplitude d'une onde plane, se propageant dans la direction (u, v, w) , est proportionnelle à la transformée de Fourier du champ dans le plan $z = 0$.

La notion de fréquence spatiale est très importante dans l'étude en champ proche. En effet, une fréquence spatiale du champ dans le plan $z = 0$, d'amplitude $\tilde{E}(u, v, 0)$ correspond à une direction de propagation caractérisée par le vecteur d'onde de coordonnées (u, v, w) , et à chaque direction correspond un point de l'image formée. La répartition de l'intensité lumineuse est proportionnelle au carré du champ ainsi $|\tilde{E}(u, v, 0)|^2$.

Au travers de ces considérations de base, l'aspect que joue la propagation comme analyseur de spectre est très intéressant dans la définition de la résolution du champ proche. En effet, il est impossible d'associer une direction de propagation à une fréquence spatiale supérieure à $\frac{w}{c}$, ce qui correspond à des fréquences spatiales dont le vecteur d'onde ω est imaginaire pur et donc à des ondes ayant une décroissance exponentielle suivant z . Au delà de quelques longueurs d'onde, leur contribution au champ devient négligeable, ce sont les ondes évanescentes. Par conséquent, seules les ondes dont la composante du vecteur d'onde suivant z est réel, se propagent ce sont les ondes radiatives. La fréquence maximale dans le plan (x, y) correspondant à une onde propagative est donc $\frac{\omega}{2\pi} = \frac{c}{\lambda}$.

En d'autres termes, les détails fins de la structure qui sont plus petits que la longueur d'onde sont perdus lors de la propagation. L'idée de l'optique de champ proche est de dépasser cette limite et d'aller chercher l'information proche de la structure étudiée. Il faut placer un détecteur sensible aux ondes évanescentes à proximité de la surface où les fréquences spatiales élevées sont accessibles.

La caractéristique des ondes évanescentes est leur décroissance rapide perpendiculairement à la surface de l'échantillon, de telle sorte qu'elles n'existent que dans le voisinage immédiat de la surface de l'échantillon. Cette zone est appelée zone de champ proche de l'échantillon et c'est ici que réside l'explication de la limite en résolution des microscopes classiques. En effet dans ces appareils, seule la composante propagative contenant les informations sur les basses fréquences spatiales de l'échantillon est collectée à des distances de l'échantillon très supérieur à λ .

L'information sur les hautes fréquences spatiales de l'objet, contenue dans les ondes évanescentes, reste confinée dans la zone de champ proche [3], non considéré en microscopie classique.

Cette formulation suggère une première règle: pour assurer la détection d'un objet de dimension sublongueur d'onde avec une résolution d , la distance sonde-échantillon doit être inférieure à $d/2\pi$, ce qui définit l'extension du champ proche optique de l'objet considéré.

I.4 Différents types de microscopes optiques en champ proche

La microscopie en champ proche est fondée sur la détection des ondes évanescentes confinées dans la zone champ proche de l'échantillon. Cette détection peut se faire de plusieurs manières [4], ce qui a donné naissance à un grand nombre de configurations expérimentales. Plusieurs classifications [5], ont été proposées, celles basées sur la nature de l'éclairage de l'échantillon (transmission ou réflexion) ou bien sur le rôle de la sonde pour collecter ou éclairer l'échantillon (mode illumination, mode collection et perturbation). Du fait que le sujet principal de cette mémoire est l'effet de la sonde dans la formation des images optiques, nous allons décrire rapidement les différentes configurations possibles en les classant selon le fait que la sonde est avec ou sans ouverture (sonde dite "aperturless").

I.4.1 Sondes avec ouverture

Nous regroupons dans cette catégorie, les deux techniques du SNOM en mode illumination et en mode collection.

a- SNOM en mode illumination

Le principe des premiers microscopes optiques en champ proche rejoint la suggestion que fit E. H. Synge en 1928 [6], qui propose d'utiliser une petite ouverture de diamètre nanométrique dans un écran métallique éclairé et placé à quelque nanomètres de la surface de l'échantillon. De cette façon, le champ transmis au travers de l'échantillon est détecté au loin et contient des informations sur le coefficient de transmission optique de l'échantillon avec une résolution submicronique (voir Fig. I.3.a). Dans ce principe, deux paramètres sont importants : le diamètre de l'ouverture et la distance écran-échantillon, qui détermine la résolution. Le rôle de l'écran métallique est de confiner la lumière en une tache de diamètre à peu près égal à celui de l'ouverture, qui joue le rôle d'une nano-source optique qui éclaire localement l'échantillon.

Si la distance objet-écran dépasse quelques centaines de nanomètres, la diffraction joue son rôle de filtre passe-bas, et l'échantillon voit une source lumineuse de taille supérieure au micron.

Il faut donc approcher l'échantillon et le placer dans le champ proche de l'ouverture, cette dernière diffractant essentiellement la lumière sous forme d'ondes évanescentes du fait de sa taille nanométrique. En 1984, Pohl, Durig et al démontrèrent qu'une résolution de $\lambda/20$ était possible avec une pointe de Quartz recouverte d'aluminium [7]. Une petite ouverture pouvait être formée au bout de la pointe par contact avec l'échantillon. La lumière couplée dans la partie supérieure de la pointe s'échappait alors par l'ouverture, qui déplacée quelques nanomètres de la surface jouait le rôle de nano-source.

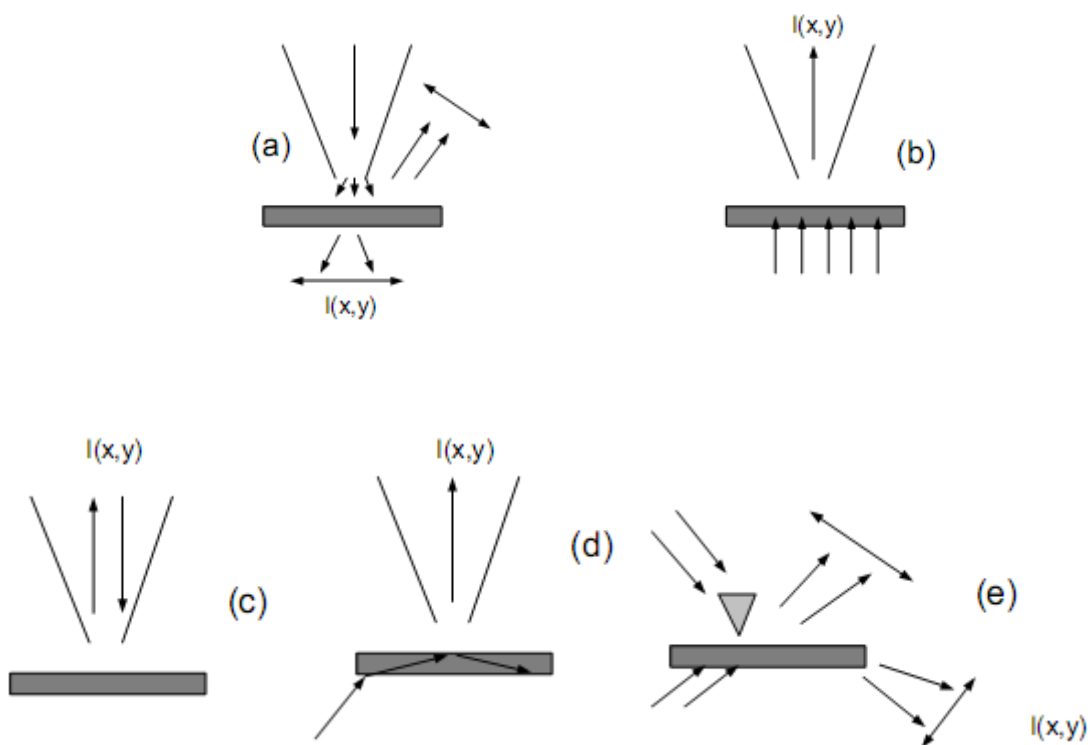


Fig. I.3 : Les différentes techniques de microscopie en champ proche : (a) SNOM en mode illumination. (b) SNOM en mode collection. (c) SNOM en réflexion interne. (d) Microscopie à effet tunnel optique (PSTM). (e) Pointe diffusante placée dans le champ proche.

Parallèlement, Lewis et al [8] et Fischer et al [9] utilisèrent des ouvertures pratiquées dans des écrans plans, mais ces méthodes ne permettaient d'observer que les échantillons pratiquement lisses ou convexes du fait de l'impossibilité pour l'écran de suivre une topographie plus complexe de la surface [10]. En 1986, Betzig et al réalisaient une avancée importante [11], en utilisant des sondes métallisées (micropipettes). Ils ont pu montrer que le moyen le plus efficace d'obtenir une source très localisée tout en conservant un niveau convenable de signal transmis est d'utiliser une fibre optique métallisée [12]. La deuxième avancée concerne le contrôle de la distance pointe-échantillon, à cet effet ; un contrôle par des forces de cisaillement entre la pointe et la surface (mode de shear-force), a été réalisée simultanément par deux groupes [13]. La technique de shear-force [14], qui consiste à exciter des modes de vibration dans la pointe à une fréquence de résonance mécanique, permet de mesurer l'amplitude de vibration. Laquelle est réduite quand la pointe s'approche de la surface à cause des forces de cisaillement (d'une portée de quelques nanomètres). La distance pointe-échantillon est asservie en gardant l'amplitude de vibration constante. Il est même possible d'enregistrer simultanément les images optiques (le signal de la lumière diffusée) et les mouvements de la pointe (image shear-force). Cette seconde image fournit la topographie de la surface de l'échantillon. D'autres améliorations ont été réalisées en utilisant des microscopes à force atomique (AFM [15] où des pointes tétraédriques [16] ont obtenu ainsi une résolution expérimentale de 6 nm [17]. D'autres versions de SNOM en mode illumination ont été décrites par Hecht et al [18] comme par exemple le TNOM (Tunneling Near-field Optical Microscope) ou le ISTOM (inverted Scanning Optical Microscope).

b-SNOM en mode collection

Nous regroupons dans cette deuxième catégorie (Fig I.3(b)) les techniques dans lesquelles une pointe ou une ouverture de taille sub-longueur d'onde arrive à détecter le champ proche diffusé par l'échantillon éclairé simultanément par une source étendue. Le champ proche est couplé avec un mode guidé dans la partie supérieure de la sonde (fibre optique monomode ou multimode). On parle de SNOM en mode collection, inventé en 1987 par Betzig et al [19].

Cette équipe proposa d'utiliser l'ouverture nanométrique non pas pour éclairer de l'échantillon mais comme détecteurs dont le rôle est de collecter, localement et à une distance très faible de l'objet ($\ll \lambda$) le champ proche diffracté par l'échantillon avant que la propagation puisse jouer son rôle de filtre passe-bas pour les fréquences spatiales de l'échantillon.

Dans cette expérience, fonctionnant en transmission, l'illumination se fait à l'aide d'un objectif conventionnel de microscope et le champ collecté par la sonde est conduit à un photomultiplicateur via une fibre optique. Dans ce mode, on peut considérer que la sonde optique (l'ouverture) vient entre autre perturber localement les ondes évanescentes générées par les hautes fréquences spatiales de l'objet et porteuses des informations recherchées, pour les transformer en ondes progressives et détectables en champ lointain.

c- SNOM en réflexion

Le SNOM en réflexion est le mélange des techniques de SNOM en collection et illumination, il permet d'éclairer et de faire la détection en champ proche localement. Ce microscope fut réalisé la première fois, par Fischer et al en 1988 [20]: la source et la sonde détectrice sont en une seule ouverture dans un écran plan (Fig. I.3) (d)). Une configuration similaire, dans laquelle l'ouverture est remplacée par une progression a été utilisée pour visualiser les résonances plasmons de particules métalliques [21]. Un autre développement été proposé ensuite par Courjon et Spajer[22] en s'inspirant du PSTM/SNOM. Bozhevolnyi et al ont tente de corréler des images de shear-force et des images en SNOM en réflexion [23]. Ils ont montre la possibilité d'enregistrer des images en illumination détecté en polarisations croisées [24]. Cette configuration permet d'observer les échantillons opaques. La résolution est ainsi améliorée puisque à la fois l'éclairage et la détection ont lieu simultanément en champ proche. Mais, il semble que cette résolution soit limitée par des contraintes comme l'effet du bruit, ce qui rend la distinction entre la lumière réfléchi à l'intérieur de la sonde et celle réfléchi par la surface de l'échantillon très difficile.

d- Microscopies à effet tunnel optique (PSTM)

En 1989, le microscope à effet tunnel optique (Photon Scanning Tunneling Microscope ou PSTM) a été imaginé et développé indépendamment par trois équipes : aux USA [25], à Dijon [26] et à Besançon [27]. Du fait de la réflexion totale interne, le champ éclairant l'échantillon est évanescent et de ce fait la partie intéressante du signal collecté par la pointe dépend exponentiellement de la distance pointe-échantillon (Fig. I.3 (c)). La collection des ondes évanescentes diffusées procure une image optique avec une résolution sub-longueur d'onde. Ainsi le PSTM n'est pas fondamentalement différent du SNOM en collection. C'est plutôt en pratique que des différences apparaissent. Par exemple l'approche de la pointe en PSTM peut être contrôlée en utilisant la variation exponentielle de l'onde évanescente.

De plus, des pointes métallisées ont été utilisées en SNOM en collection, alors que le PSTM utilisait des pointes non métallisées.

I.4.2 Microscopies à pointes sans ouverture (ou "Aperturless") :

D'autres techniques ont été développées au milieu des années 90, elles consistent à éclairer un échantillon en champ lointain et placer dans son proche environnement un diffuseur de taille sub-longueur d'onde (une sonde perturbatrice) (Fig. I.3 (e)). Dans cette configuration, la sonde n'a ni le rôle de collecteur de lumière ni le rôle de source illuminant l'échantillon. Elle convertit une partie des ondes évanescentes en ondes propagatives collectées à leur tour en champ lointain. La différence de cette technique par rapport au PSTM ou au SNOM en collection est la non existence de couplage avec un mode guidé dans la sonde détectrice. La sonde peut être du type métallique comme celle utilisée dans le montage STM [28]. D'autres auteurs proposent de travailler avec des pointes diélectriques du type pointe AFM [29]. Des résultats satisfaisants ont été obtenus avec cette technique [30] notamment une résolution de l'ordre du nanomètre, mais la compréhension des mécanismes physiques liés à la détection du champ reste encore à élucider [31].

I.5 Rôle de la sonde dans la formation des images optiques

a. Modèle analytique pour le PSTM :

Il est bien connu que la sonde est l'élément décisif en microscopie optique de champ proche aussi bien pour la détection que pour la résolution. Différents travaux entrepris dans ce domaine ont tenté de modéliser le système en tenant compte de l'interaction sonde-échantillon. Avant de présenter ces différents travaux théoriques, nous allons aborder l'idée de base de ce travail à partir d'un modèle analytique simple, reposant sur l'approximation de Born [32], [33]. Sur la Fig. I.4, nous présentons un schéma 2D du principe du PSTM. L'objet est déposé sur un prisme et éclaire en transmission. La sonde est utilisée en mode de collection à hauteur constante. L'image optique enregistrée présente le signal détecté en fonction de la position de la sonde par rapport à l'objet.

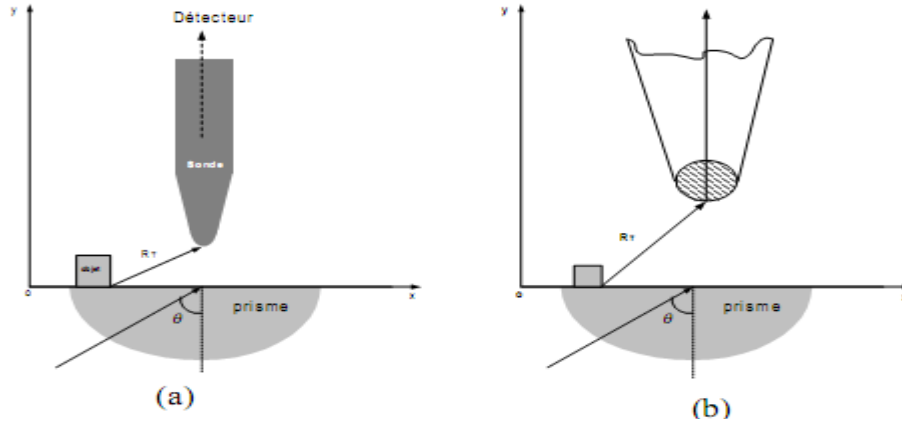


Fig. I.4: (a) Principe du 2D-PSTM. (b) Approximation dipolaire du 2D-PSTM

Dans ce modèle, le champ diffracté au niveau de la sonde s'écrit sous la forme:

$$E_2(R_T) = E_2^{(0)}(R_T) + E_2^{(1)}(R_T) \quad (I.9)$$

Où R_T présente la position de l'apex de la sonde par rapport à l'objet. Un dipôle électrique est induit par le champ proche de l'objet. Ce dipôle rayonne dans la partie conique de la sonde.

Dans cette approximation, il est admis, que le signal est proportionnel au module carré du dipôle induit, donc proportionnel au module carré du champ proche à la position de l'apex de la sonde. $E_2^{(0)}(R_T)$ est le champ transmis par une interface plane (en absence de l'objet), et il peut être exprimé sous la forme:

$$E_2^{(0)}(R_T) = T(q_{inc}) E_{inc} \exp[ik_2^+(q_{inc}) \cdot R_T] \quad (I.10)$$

E_{inc} présente l'amplitude du champ incident, q_{inc} est la projection de son vecteur d'onde dans le plan (xz). k_2^+ est le vecteur d'onde de l'onde plane montante dans le milieu 2 où se trouve la sonde. $T(q_{inc})$ est le coefficient de transmission.

$E_2^{(1)}(R_T)$ représente la contribution de l'objet, elle est obtenue par intégration sur tous les ordres diffractés:

$$E_2^{(1)}(R_T) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \{ \exp[ik_2^+(q) \cdot R_T] \hat{P}(q - q_{inc}) D_2(q) T(q_{inc}) E_{inc} \} dq \quad (I.11)$$

En effet dans cette approximation, le champ proche au dessus de l'objet est constitué de deux termes :

(1) Le champ transmis $E_2^{(0)}(R_T)$ par l'interface sans relief, ce terme est indépendant du profil de la surface. Ce terme est une onde évanescente quand l'angle d'incidence est supérieur à l'angle critique ($\theta_{inc} > \theta_c$).

(2) le terme $E_2^{(1)}(R_T)$ donne plus d'information sur l'objet et inclut la transmission du champ incident puis sa diffraction, $D_2(q)$, par la rugosité de la surface, $\hat{P}(q - q_{inc})$

et enfin sa propagation jusqu'à la sonde.

Dans le but de discuter les différentes notions utilisées dans la discussion de la formation d'une image, il est plus facile de réécrire l'équation (I.11) en faisant apparaître le spectre de l'objet en posant $q - q_{inc} \rightarrow q$

$$E_2^{(1)}(R_T) = \frac{\exp[iq_{inc} \cdot X_T]}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \hat{P}(q) \exp[iq \cdot X_T] \Gamma(q) \cdot \Phi(q) dq \quad (I.12)$$

Cette formule montre que la transformée du champ diffracté est proportionnelle à la transforme de Fourier du profil de l'interface. Ce coefficient de proportionnalité qui est $\Gamma(q)$. $\Phi(q)$ dépend du spectre des fréquences spatiales de l'objet et il est composé de deux termes de filtrage:

(1) Le filtrage de propagation est donné par : $\Gamma(q) = \exp[i z_T \omega_2^+(q + q_{inc})]$

Avec $\omega_2^+(q + q_{inc}) = \sqrt{(\frac{2\pi}{\lambda})^2 - (q + q_{inc})^2}$, permet de comprendre le fonctionnement du microscope. En effet, d'après son expression, pour les basses fréquences spatiales $q < \frac{2\pi}{\lambda}$.

ω_2^+ est réel, $P(q)$ est un nombre complexe de module 1 et il correspond à un déphasage.

Par contre pour les hautes fréquences spatiales ($q > 2\pi/\lambda$), ω_2^+ est imaginaire pur, $\Gamma(q)$ est un nombre réel positif inférieur à 1 et correspond à une atténuation.

(2) Le filtrage de diffraction est donné par: $\Phi(q) = D_2(q + q_{inc}) T(q_{inc}) E_{inc}$

Cette analyse montre que la propagation devient indépendante du vecteur d'onde incident et donc de la longueur d'onde incidente.

D'autre part, pour un objet de très grande dimension par rapport à la longueur d'onde, son spectre comporte principalement des basses fréquences et le champ diffracté est constitué d'ondes planes radiatives qui peuvent être collectées en champ lointain. Autrement dit, on peut obtenir une image fortement corrélée à la structure de l'objet en champ lointain. Mais si la taille de l'objet diminue, il y a un effet de diffractions (de Fresnel), car les hautes fréquences spatiales deviennent plus importantes, ce qui déforme l'image de l'objet en champ lointain.

Dans ce cas, l'essentiel du spectre correspond aux ondes évanescentes, qui ne sont détectables qu'en champ proche. La question qu'on se pose alors sur la résolution d'un microscope est : quels sont les paramètres responsables de la limite de résolution ? En effet, beaucoup d'auteurs admettent, contrairement à la microscopie classique, qu'il n'y a pas un critère absolu de limite de résolution en optique de champ proche. Néanmoins on peut voir un tel critère, comme étant la capacité du microscope en champ proche de séparer les fréquences spatiales correspondant aux ondes évanescentes des fréquences des ondes radiatives ainsi que du bruit de fond. Donc les aspects liés à la résolution seront discutés dans le paragraphe suivant consacré à la fonction de transfert.

b- Fonction de transfert :

Cette notion est généralement abordée par différents auteurs, dans le but de compléter les études théoriques. Bien que l'idée de déterminer une fonction de transfert dans toutes les configurations ne soit pas évidente, des travaux entrepris par Bozhevolnyi ont montré l'existence d'une pseudo-fonction de transfert dans le SNOM en mode collection et en particulier dans le PSTM[34]. Plus généralement, une fonction de transfert est définie comme une caractéristique propre d'un instrument d'optique. Cette fonction dépend de toute l'optique du système, des conditions d'expériences : longueur d'onde, angle d'éclairage etc. La fonction de transfert est aussi employée en optique de champ proche [35] pour étudier le couplage sonde-objet dans le PSTM en mode collection et en SNOM en mode illumination [36].

A ce jour, il n'existe que peu de travaux théoriques [37] et expérimentaux [38] qui ont abordé la notion de fonction de transfert en champ proche.

Par définition, la fonction de transfert est la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle spatiale, elle doit être indépendante de l'objet.

Dans la plupart des configurations, il est difficile de définir une fonction de transfert, et même dans le modèle analytique de Born, des auteurs [39], parlent d'une "quasi-fonction de transfert".

En effet, la transformée de Fourier de l'intensité du signal collecté est donnée par :

$$I_D(R_T) = \left| E_2^{(0)}(R_T) + E_2^{(1)}(R_T) \right|^2 = I_D^0(y_T) + 2R[E_2^{(0)}(R_T).E_2^{(1)}(R_T)] \quad (I.13)$$

Lorsque le terme de diffraction est négligeable. Le premier terme $I_D^0(y_T)$ correspond à l'intensité de l'onde transmise par l'interface plane, qui contribue à un fond continu de l'image obtenue en déplaçant la sonde à une hauteur constante z_T . Le deuxième terme traduit l'interférence entre le champ diffracté par l'objet et l'onde transmise par l'interface du prisme, il contient l'amplitude et la phase du champ diffracté [40].

L'introduction d'une réponse impulsionnelle est possible pour deux raisons : la première est que le deuxième terme dans l'équation (I.13) est interprète comme un hologramme avec pour champ de référence $E_2^{(0)}(R_T)$, ce qui permet de reconstituer le profil de la surface de l'objet. La deuxième est la dépendance linéaire de ce terme en fonction du profil de la surface de l'objet. Cette réponse impulsionnelle reliant l'intensité détectée et le profil de l'objet [41] est alors donnée par :

$$I_D(R_T) = I_D^0(y_T) + \iint_{-\infty}^{+\infty} P(X_T)H(X_T - x; z_T, q_{inc}, e_{inc})dx \quad (I.14)$$

D'après cette équation, la fonction H est quasi-impulsionnelle car elle ne dépend pas du profil de la surface. Elle dépend de l'indice de réfraction de l'objet, de la distance sonde-objet et elle est fonction du champ incident et de sa polarisation (respectivement $q_{inc}; e_{inc}$).

Expérimentalement, la fonction de transfert joue un rôle important dans la technique d'imagerie: non seulement elle sert à déterminer la résolution spatiale du microscope, mais aussi elle permet d'aborder le problème inverse. En effet, en microscopie conventionnelle (champ Lointain), l'amplitude du champ (pour un éclairage cohérent) ou l'intensité (éclairage incohérent) dans le plan de l'image (au dessus de la sonde) peut être liée à celle du plan de l'objet (au-dessus de la surface de l'objet) via une fonction de transfert. En champ proche optique, la complexité de l'interaction sonde-objet affecte l'invariance spatiale de détection, car le champ collecté dépend de la position de la sonde par rapport à l'objet.

Ceci rend la définition d'une fonction de transfert quasiment impossible (de même que la résolution) dans une configuration SNOM. Cependant, le fait que le couplage sonde-objet dépende uniquement de la géométrie du système, rend possible la définition d'une fonction de transfert.

I.6 Aperçu théorique

Une première description qualitative des sondes peut être faite en utilisant le modèle des guides d'onde cylindriques [42]. L'extrémité de la sonde étant assimilée à un empilement de tubes élémentaires. Elle permet d'évaluer leur résolution en émission :

- le mode fondamental d'un guide diélectrique n'a pas de coupure mais il existe un diamètre du guide qui optimise le confinement du mode propagé [43]. Pour un guide de silice dans l'air, ce confinement a un rayon $r_c = 0.2\lambda$;

- la résolution est améliorée en métallisant le guide, mais le mode TE_{11} est coupé pour une valeur du rayon $r_c = u \lambda / 2 \pi n$ ($u = 1.841$ pour un conducteur parfait), en deçà de laquelle le mode devient évanescent, avec une absorption $\beta = i(u^2/a^2 - k^2)^{1/2}$. Ceci permet d'évaluer l'atténuation dans une terminaison effilée. La figure I.5 montre toutefois les limites de cette évaluation en le comparant avec une méthode de discrétisation.

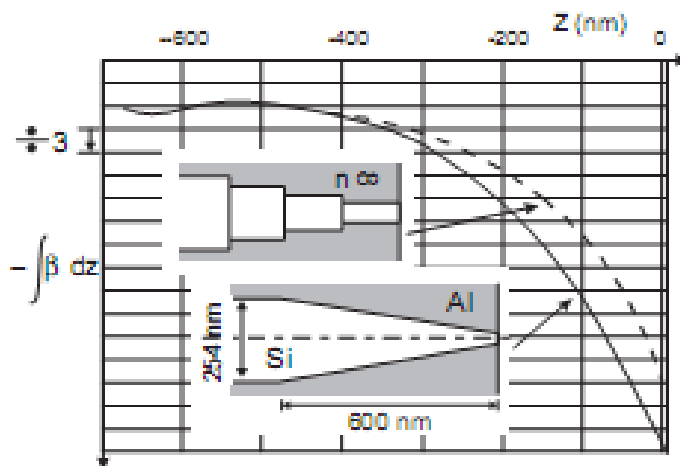


Fig. I.5: Atténuation de $|E^2|$ à l'extrémité d'une sonde conique métallisée : a) d'après le modèle des guides cylindriques, b) d'après la méthode MMP (multiple-multipoles).

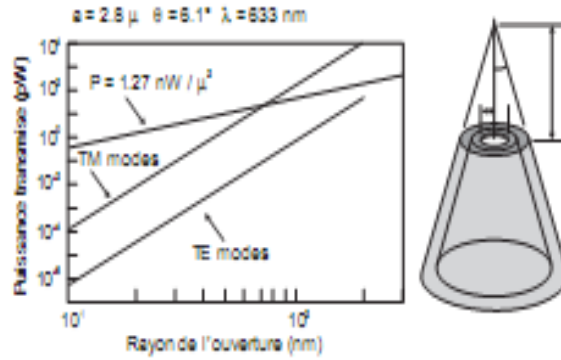


Fig. I.6 : collection d'une sonde conique métallisée en fonction de l'ouverture

Dans les deux cas, l'utilisation d'un matériau de fort indice favorise le confinement, ce qui est indispensable pour les grandes longueurs d'onde (infrarouge) : c'est l'avantage du silicium ($n= 3.5$ dans le visible, 3.9 dans l'infrarouge, au lieu de 1.5 pour le verre). Dans le cas des sondes métallisées, cette description peut être affinée par le modèle des guides coniques (Fig. I.6).

Les modèles englobant toutes combinaisons diélectrique/métal et toutes formes de sonde doivent faire appel à des méthodes numériques basées sur un maillage de l'objet : soit la méthode auto cohérente des fonctions de Green, soit la méthode des multiple-multipôles (fig.I.5), soit la FDTD. Elles cherchent à définir la qualité du confinement électromagnétique au voisinage de l'extrémité, le champ diffracté entrant dans l'optique de collection (objectif de grande ouverture ou fibre optique), et enfin la perturbation du champ par la présence de l'objet étudié. Etant donnée l'importance des moyens de calcul nécessaires à une étude 3-D, le problème a souvent été abordé en 2-D (fig. I.7).

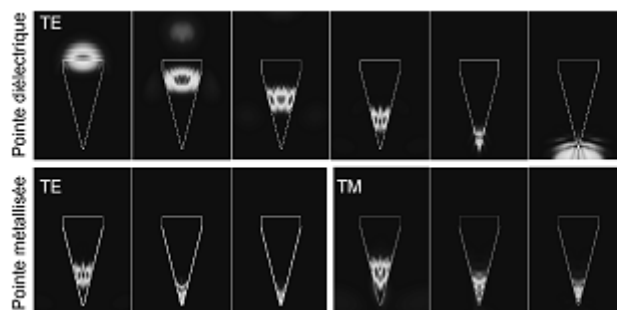


Fig. I.7: modèle 2D pour la propagation d'une impulsion lumineuse dans une pointe conique : cartographie du champ dans un dièdre

Si la fabrication de nano-ouvertures « propres » reste d'un grand intérêt, une pointe dont l'extrémité sphérique, est semi-métallisée constitue une sonde généralement plus performante. Au lieu de présenter deux maxima sur le bord de l'ouverture, le champ est confiné selon une tache circulaire. L. Novotny & al [44] ont montré que pour un rayon de courbure de 10 nm et une couche d'aluminium de 3 à 5 nm à l'extrémité, la taille de la tache est respectivement de l'ordre de 22 ou 30 nm quel que soit le $\frac{1}{2}$ angle au sommet jusqu'à 50°.

Un autre paramètre important est la dépendance du rendement avec l'angle du cône : les mêmes auteurs ont montré qu'il varie dans les proportions importantes suivantes [45]:

| | | | |
|---------------------|-----------|-----------|------------|
| $\frac{1}{2}$ angle | 44° | 18° | 11.3° |
| rendement | 10^{-4} | 10^{-8} | 10^{-12} |

On aura donc intérêt à travailler avec des sondes très ouvertes (45°) si la topographie de l'objet le permet, pour des applications en transmission ou en réflexion. Par contre, la configuration STOM/PSTM conduira à restreindre l'angle de la sonde pour optimiser la résolution.

Un autre intérêt des sondes semi-métallisées est la génération de plasmons au voisinage de l'extrémité : elle permet, pour un métal et une longueur d'onde particuliers, de multiplier $(E)^2$ par un facteur atteignant 5.104 (Ag à 380 nm). De telles sondes (« plasmon probe ») ont été réalisées, moyennant certaines précautions quant à l'adhérence et à l'homogénéité du dépôt : une équipe japonaise [46] a utilisé une pointe (angle 20°, rayon de courbure 10 nm) recouverte de 30 à 60 nm d'or, mais dans la configuration STOM/PSTM. Le signal est multiplié par 6 par rapport à la fibre nue, l'exaltation de l'intensité $(E)^2$ étant évaluée à 100-200.

Les méthodes évoquées traitent efficacement le problème de la propagation dans les derniers microns de la sonde. Dans le cas des fibres étirées, il est difficile, compte tenu de l'espace mémoire demandé par les calculs, de traiter globalement la propagation dans tout le taper, long de quelques centaines de microns, qui précède la pointe. Cette première étape de la propagation peut faire appel à des méthodes plus classiques telles que

- la BPM [47], dans la partie où le faisceau n'interagit pas avec la paroi de pointe,

- l'approche géométrique fondée sur la réflexion des rayons par la paroi métallisée [48]: elle permet d'analyser qualitativement l'efficacité du taper et son comportement thermique, notamment la position des points chauds. Cette approche a dégagé l'idée d'une forme optimale obtenue par rotation d'un arc de parabole [49].

I.6.1 Sondes fluorescentes :

Une limite inférieure d'une dizaine de nanomètres dans la dimension des nano ouvertures est imposée par la profondeur de l'effet de peau des métaux. Des nano sources de taille inférieure sont réalisables en mettant à profit la fluorescence de nanoparticules, de gouttelettes, voire de molécules greffées à l'extrémité de la sonde, la lumière excitatrice étant éliminée par filtrage chromatique. Les premiers essais sont dus à A. Lewis & al. [50], qui utilisaient une micropipette remplie d'un polymère coloré.

Quelques exemples plus récents peuvent être cités :

- sondes polymères sur micro leviers : leur avantage est de pouvoir être greffé plus facilement avec des dopants fluorescents [51],

- greffage de silicium poreux à l'extrémité d'une sonde, de façon à constituer une nano source [52],

- les travaux de V.Sandoghdar et al. [53] sur les sondes actives visent à fixer à l'extrémité de la sonde une goutte de polymère dopé de dimension inférieure à 50 nm, ou encore une molécule fluorescente unique (térylène), notamment pour les expériences à très basse température

I.7 Caractérisation des sondes

I.7.1 Comportement optique

L'évaluation la plus sûre de la qualité optique d'une sonde, notamment leur résolution, est donnée par l'analyse des images d'objets tests dotés de structures suffisamment fines, par exemple des trous réalisés dans une couche métallique. Les particules ou molécules fluorescentes constituent des tests de résolution optique plus faciles à découpler de la topographie, notamment en réflexion.

La lithographie permet par ailleurs de réaliser une image de la répartition d'intensité lumineuse au voisinage de la pointe. L'avantage est pouvoir effectuer aussitôt la lecture de cette tache élémentaire avec la sonde elle-même. La réponse dépend de la réaction du milieu photosensible : s'il s'agit d'une variation de transmittance ou de réflectance, elle ressemble à l'auto corrélation de la tache : s'il s'agit d'une variation topographique, la réponse est plus complexe car elle dépend aussi de la forme de la pointe.

Il est souvent souhaitable d'évaluer partiellement les performances des sondes au cours du processus de fabrication avant qu'elles ne soient implantées dans la tête du microscope. La première vérification nécessaire pour la mise au point de toute nouvelle méthode est le contrôle de la forme de la pointe au microscope électronique.

Le microscope doit être utilisé au mieux de sa résolution (courte distance de travail) si on veut visualiser la qualité d'une pointe métallisée (forme et symétrie de l'ouverture, granularité de la couche,.....etc.

L'examen du faisceau émis par la sonde, avant toute prise d'image, s'il ne donne pas accès à la résolution, permet toutefois d'éliminer les sondes trop défectueuses. Il est généralement constitué, pour la sonde non métallisée, d'anneaux dont la symétrie nous renseigne sur la qualité de la pointe. G. Valaskovic & al. [54] utilisent l'immersion dans une suspension de microbilles pour évaluer la partie de la sonde réellement éclairée par l'onde guidée dans le taper : cette zone doit être aussi réduite que possible pour optimiser le rendement lumineux de la sonde.

Cette analyse peut être affinée en étudiant le halo diffracté par la sonde placée dans une configuration « STOM inversé », à proximité de la lentille demi-boule servant de support. Il faut étudier essentiellement la partie sur-critique du faisceau réfracté dans la lentille car elle participe à la haute résolution des images. Cette analyse est d'autant plus pertinente que l'indice de lentille est élevé.

Plus simplement, dans ce type de configuration (STOM ou STOM inversé sur critique), la courbe d'approche (c'est-à-dire la variation de type exponentielle du signal en fonction de la distance de la sonde à la surface de la lentille) donne une indication utile sur l'état de la pointe et son rendement.

Enfin, des mesures de la polarisation sur le faisceau émis par la sonde peuvent être reliées à l'anisotropie de la nano-ouverture pour une pointe métallisée. Elles sont délicates car elles supposent une maîtrise de la polarisation à l'entrée du taper.

I.7.2 Comportement thermique :

Une des limites les plus sévères imposées au signal optique, lorsqu'on utilise une sonde émettrice métallisée, est imposée par l'absorption de la lumière par la couche métallique. Elle entraîne un échauffement important de la sonde au voisinage de l'extrémité. Les mesures effectuées à l'aide d'un micro-thermocouple [55] (fig. I.8) indiquent une élévation de température locale de l'ordre de 200°C pour une puissance injectée de 6mW.

Elle détruit la couche lorsqu'elle atteint 400°C [56]. Une équipe a récemment proposé d'améliorer l'adhérence du métal et la résistance de la sonde, notamment aux faisceaux pulsés (typiquement 270µJ/10ns) en procédant à un dépôt de multicouches AL-Ti [57]. Bien avant d'atteindre la destruction de la sonde, l'échauffement peut avoir un effet observable sur le signal optique lorsque la lumière, donc la température, est modulée à basse fréquence. Les dimensions de la sonde sont modulées, notamment sa longueur, ce qui peut perturber le signal topographique.

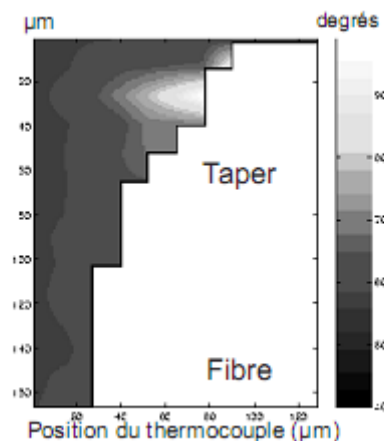


Fig. I.8: répartition de température au voisinage d'une sonde métallisée

I.8 Applications de la microscopie optique en champ proche

Il existe de nombreux exemples d'applications de la microscopie optique en champ proche SNOM en biologie et biochimie, que ce soit dans l'analyse biomoléculaire, l'étude de la fluorescence d'échantillons biologiques, de propriétés des protéines, ou encore la détection de molécule unique. Le couplage entre la spectroscopie Raman et le champ proche optique se développe également depuis une dizaine d'années.

De nombreux travaux de champ proche optique se sont également portés sur la spectroscopie de matériaux semi-conducteurs nano-structurés.

La première expérience reportée dans ce domaine consistait à étudier les recombinaisons excitoniques dans un puits quantique de GaAs/AlGaAs, étude reprise sur des structures de plus basse dimensionnalité : fils quantiques, boîtes quantiques de GaAs, d'InGaAs, de CdTe .

La cartographie de champ et la mesure du champ électromagnétique confiné permettent l'étude et l'imagerie de plasmons de surface et la cartographie des modes d'un guide.

La localisation du champ électromagnétique permet également l'utilisation de la microscopie optique en champ proche en nano-photolithographie. Notons que cette liste d'applications de la microscopie optique en champ proche ne saurait être exhaustive.

I.9 Conclusion :

Nous avons présenté les notions fondamentales sur lesquelles repose le travail présenté dans cette thèse. Après un rappel des concepts de la microscopie optique en champ proche et en champ lointain, nous avons présenté les différentes techniques de microscopie du champ proche utilisées de nos jours. La majeure partie de ce chapitre s'est focalisée sur l'introduction de la problématique: étude du rôle de la sonde dans la formation des images optiques. Enfin, nous avons clôturé ce chapitre par quelques applications de la microscopie optique en champ proche.

Chapitre II :
Étude et conception d'une pointe à fibre
optique (sonde optique)

II.1 Introduction

La pointe est l'élément essentiel du microscope optique en champ proche car elle détermine en partie la résolution de l'appareil. Les pointes utilisées dans notre cas sont des pointes en fibres optiques monomodes effilées par attaque chimique et non métallisées. Pour obtenir une bonne résolution, l'extrémité de la pointe doit avoir de petites dimensions, de l'ordre des détails optiques que nous cherchons à visualiser (100 nm). Une bonne efficacité de collection est également recherchée, Cette efficacité augmente avec la taille de la pointe, ce qui implique que l'obtention de ces deux conditions sera le fruit d'un compromis. La méthode de fabrication des pointes doit donc fournir des pointes reproductibles offrant une bonne résolution et une bonne efficacité de couplage. Ainsi la maîtrise de la fabrication des pointes est un avantage lorsque l'on fait du SNOM car elle permet de faire des pointes à la demande. De plus on a des techniques de caractérisation qui nous permettent de connaître les paramètres de la sonde. Finalement, cela constitue également une solution économiquement intéressante pour ce qui concerne les pointes non métallisées.

Deux voies de fabrication classique ont été explorées avant de mettre au point un protocole de fabrication : attaque chimique par la méthode de Turner ou par la méthode du "tube etching".

II.2 fibre optique

Définition :

Comme nous pouvons le voir sur la figure II-1, une fibre optique à saut d'indice est constituée de trois zones cylindriques concentriques assurant chacune un rôle spécifique. La partie centrale d'indice optique n_1 , appelée cœur, sert de guide d'onde par lequel la lumière se propage. La partie entourant le cœur d'indice optique n_2 , appelée manteau optique ("cladding"), sert à confiner la lumière dans le cœur. Ces deux constituants de la fibre optique sont en silice (SiO_2). Il existe une différence d'indice optique entre le cœur et le manteau ($n_1 > n_2$) qui permet le guidage de la lumière dans le cœur par réflexion totale interne à l'interface cœur-manteau. Ce saut d'indice est généré par la présence de Dopants dans le "cladding", et notamment de bore [58].

En fin La partie extérieure de la fibre optique est une gaine plastique qui assure la protection et la flexibilité de la fibre. Plus précisément, cette gaine est en acrylate.

Si l'on se réfère à nouveau à la figure II-1, nous pouvons observer que la lumière sort de la fibre sous un certain angle θ_{lim} . Ceci détermine l'ouverture numérique(NA):

$$NA = n_0 \sin \theta_{lim} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (II.1)$$

Où n_0 est l'indice optique du milieu extérieur dans le quel la fibre se trouve et θ_{lim} est l'angle limite décrivant le cône d'émission centre sur l'axe de la fibre .Si l'on renverse le système, il est possible d'injecter et de guider de la lumière par réflexion.

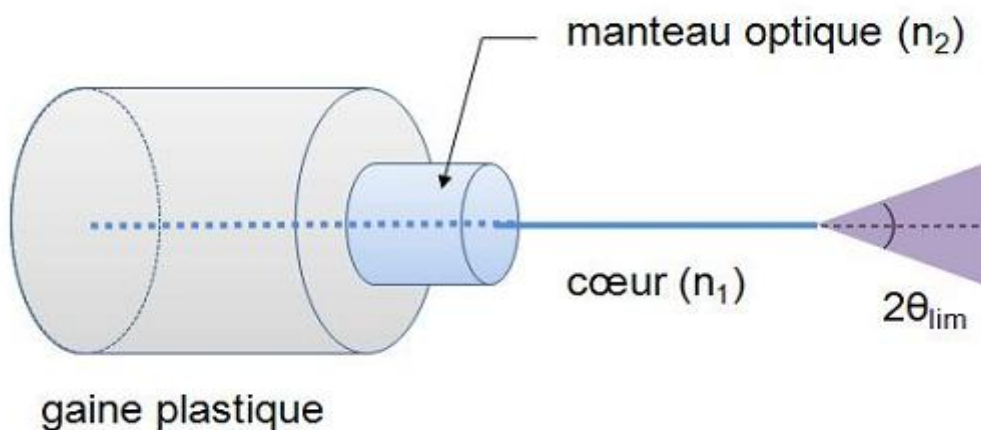


Fig. II.1- La fibre optique à saut d'indice avec ses différents éléments [85].

Dans la fibre si celle-ci est focalisée de manière à se trouver dans ce type de fibre peut se comporter de deux façons avec la lumière .Soit Le guide d'onde supporte plusieurs modes : Nous parlons alors de fibres multi-modes .Soit que qu'un seul mode se propage et l'on parle alors de fibre monomode. La distinction entre ces deux catégories dépend d'un paramètre appelé la fréquence normalisée:

$$v = \frac{2\pi}{\lambda} r \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (II.2)$$

Avec λ la longueur d'onde considérée et r le rayon du cœur, la valeur limite à partir de laquelle la fibre passe d'un régime à l'autre est $v = 2.405$. En effet, cette valeur correspond au premier zéro de la fonction de Bessel: $J_0(x)=0$ avec $x=2.405$. En dessous de cette valeur, la fibre est dite monomode, et seul le mode fondamental LP_{01} (ayant une distribution d'intensité gaussienne) se propage le long de l'axe. Ces fibres monomodes sont conçues pour travailler à une longueur d'onde spécifique λ_c , avec tout de même une certaine largeur spectrale à l'intérieur de laquelle les propriétés de guidage sont conservées.

Par contre, si l'on injecte de la lumière avec une longueur d'onde beaucoup plus grande que λ_c , le mode fondamental se propage toujours mais une partie de l'intensité ne sera pas guidée et perdue dans le manteau.

Dans le cas des fibres multi-modes, plusieurs modes, d'ordre supérieur au fondamental, sont autorisés dans la fibre. Il est possible de retrouver cette configuration si l'on injecte dans une fibre monomode une longueur d'onde plus petite que λ_c . Dans ce cas, on a $v > 2.405$. Pour connaître le nombre de modes se propageant dans la fibre, la formule suivante est une bonne approximation:

$$M \simeq \frac{v^2}{2} \quad (\text{II.3})$$

Cette approximation n'est valable que si v est grand. Plus l'écart d'indice est faible $\Delta n = n_1 - n_2$, et plus cette expression est valable.

II.3 fabrication des pointes

II.3.1 attaque chimique

II.3.1.1 méthode de Turner

Le principe de la méthode de Turner est schématisé sur la figure. II.2. La fibre optique est plongée dans un bain d'acide fluorhydrique (HF). Avant d'immerger l'extrémité de la fibre, la gaine protectrice en plastique est retirée. L'acide attaque alors la silice par capillarité. L'acide forme un ménisque sur la fibre. Au fur et à mesure de la gravure, ce ménisque disparaît jusqu'à ce que la pointe formée ne soit plus dans l'acide. La gravure se termine alors d'elle-même. L'acide peut être utilisé à l'air libre mais en général un solvant est placé à sa surface de façon à former un mince film protecteur.

Cela permet d'éviter que les vapeurs d'acide s'évaporent dans l'air et attaquent la fibre parallèlement à la gravure, ce qui détériore la qualité des pointes. L'avantage du solvant est de permettre de jouer sur l'angle du cône [59], [60]. En effet, l'angle du cône dépendra du ménisque et donc des différences de tensions de surface entre l'acide, le solvant et la fibre.

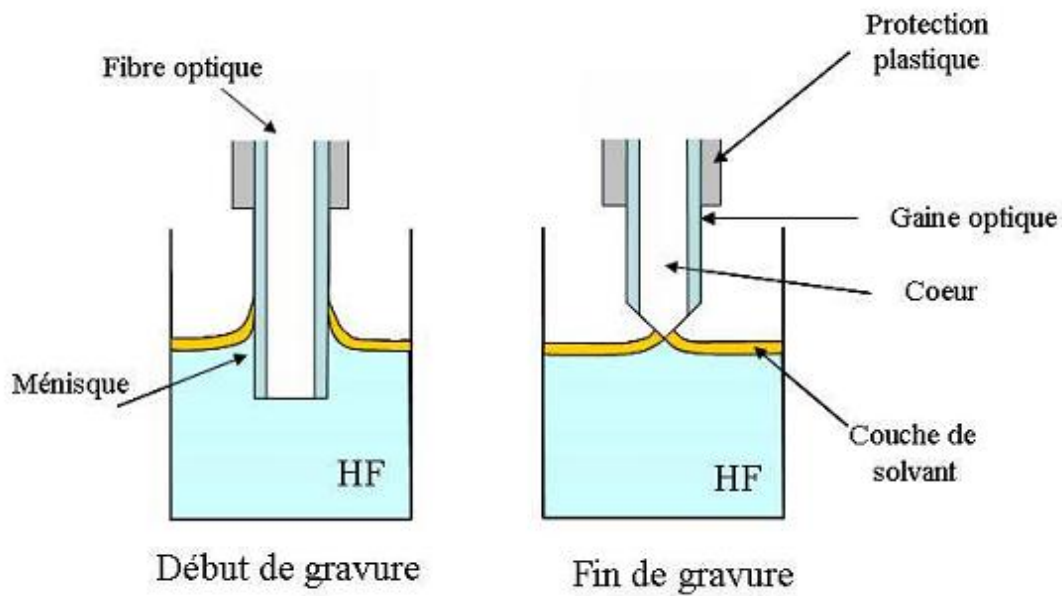


Figure. II.2: Schéma de principe de la fabrication de pointes en fibre optique par la méthode Turner [86].

Pour réaliser plusieurs pointes en même temps, un système de crémaillères permet de tremper les fibres dans l'acide chauffé, toujours dans les mêmes conditions. Une fois la gravure terminée, un système de rinçage des fibres est utilisé pour éviter toute détérioration des pointes. Le solvant utilisé est du xylène. Plusieurs paramètres interviennent au cours de l'opération :

- La température : plus elle est importante et plus la réaction est rapide.
- La concentration de l'acide : plus elle est importante et plus la réaction est rapide.
- La composition des fibres : les espèces composant la fibre influent sur la vitesse de gravure et sur la forme de la pointe obtenue.
- Les vibrations dans le liquide : elles sont dues à des vibrations extérieures à l'expérience.

Elles provoquent des fluctuations du niveau du liquide lors de la gravure, ce qui entraîne théoriquement un mauvais état de surface. Elles peuvent également entraîner des phénomènes de gravure non souhaitées lorsque la pointe est entièrement dans le solvant.

- Le temps de gravure : il doit être suffisant pour que la gravure soit terminée mais pas trop long sinon la qualité de la pointe se détériore.

Pour limiter l'effet des vibrations, la pointe quitte le solvant dès la fin de l'attaque pour empêcher les phénomènes de gravures parasites. Les paramètres intervenant dans la cinétique de la gravure doivent être contrôlés pour réaliser des pointes de manière reproductible. La concentration de l'acide est fixée à 40%, et la température de l'acide est fixée de 32°C. Cette température a été choisie pour limiter les vapeurs occasionnées par une température trop élevée de l'acide tout en étant supérieure aux variations saisonnières de température. La température de la plaque chauffante utilisée pour chauffer le béccher est bien contrôlée mais, à cause des variations de la température extérieure, la température d'équilibre de l'acide est difficile à maîtriser.

Faire une rétroaction directement sur la température de l'acide n'est pas facile à cause du temps de réponse long des phénomènes thermiques (l'inertie thermique de l'ensemble béccher-acide est importante) et de la difficulté de trouver un thermomètre résistant à une immersion prolongée dans l'acide.

Pour contrôler la température de l'acide, l'utilisation d'un béccher à fond très épais avec une grande inertie thermique qui permet de limiter les variations de températures durant le temps d'attaque (de l'ordre de 45 minutes) :

- La température de la plaque chauffante est fixée entre 50°C et 55°C en fonction de la température extérieure.
- Au bout d'un certain temps qui dépend de la température extérieure, la température de l'acide atteint 32°C.
- La série de 4 fibres dégainées est insérée dans l'acide.
- A la fin de la gravure (45 minutes), on vérifie que la température du mélange a varié de moins de 1°C.

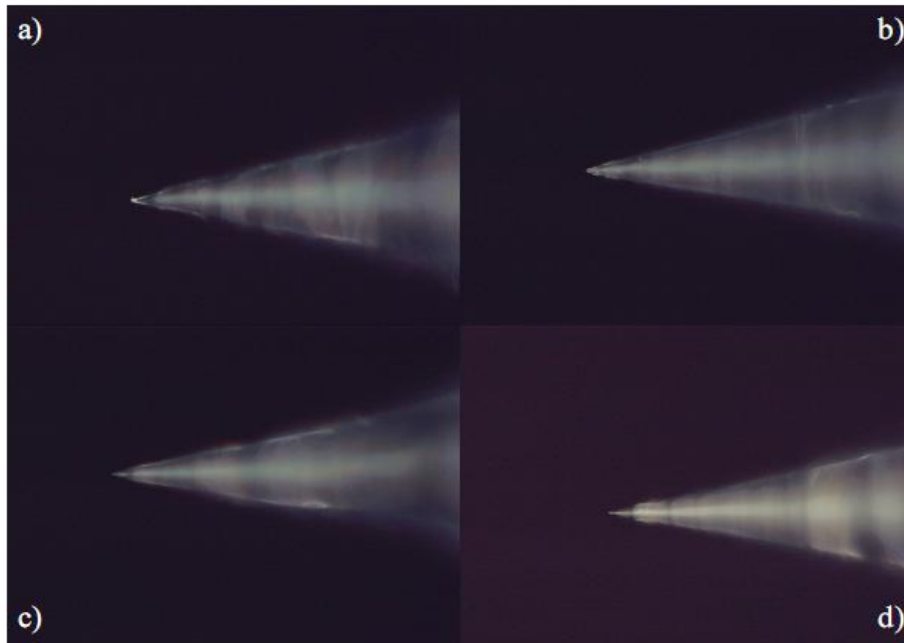


Figure. II.3: Images par microscopie optique à contraste de phase de pointes réalisées par la méthode de Turner pour des conditions d'attaque et un temps de gravure identiques (45 minutes d'attaque) [86].

Dans ces conditions d'attaque, le seul paramètre variable est le temps. Des essais de gravure avec des temps compris entre 30 minutes et 2 heures ont permis de déterminer que le temps optimal d'attaque est de 45 minutes. S'il est inférieur la pointe n'est pas totalement gravée ce qui la rend inutilisable. Pour un temps plus long, l'état de l'apex se détériore à cause des petites variations du niveau de l'acide (vibrations, courants d'air). Les pointes sont observées par microscopie à contraste de phase. Cette observation est non destructive. Elle est réalisée pour chaque série de pointe savant chaque utilisation.

Sur la **Figure. II.3**, les quatre pointes ont été réalisées dans les mêmes conditions d'attaque et pour un temps de gravure identique. Les cônes des pointes présentent des angles de $25^\circ \pm 5\%$. La reproductibilité de la méthode est donc bonne.

La **Figure. II.4** présente les résultats obtenus, toujours dans les mêmes conditions mais pour quatre temps différents entre 1 heure 15 minutes et 2 heures. Les pointes présentent des angles de cônes égaux à $32^\circ \pm 5\%$.

Cette étude permet de vérifier que la gravure se termine d'elle-même. La forme de la pointe ne dépend pas du temps d'attaque : cela rend la méthode robuste. Les pointes peuvent passer quelques minutes de trop dans l'acide sans conséquences.

La **Figure. II.4** permet néanmoins d'observer que les apex des pointes laissées trop longtemps dans le solvant sont de mauvaise qualité.

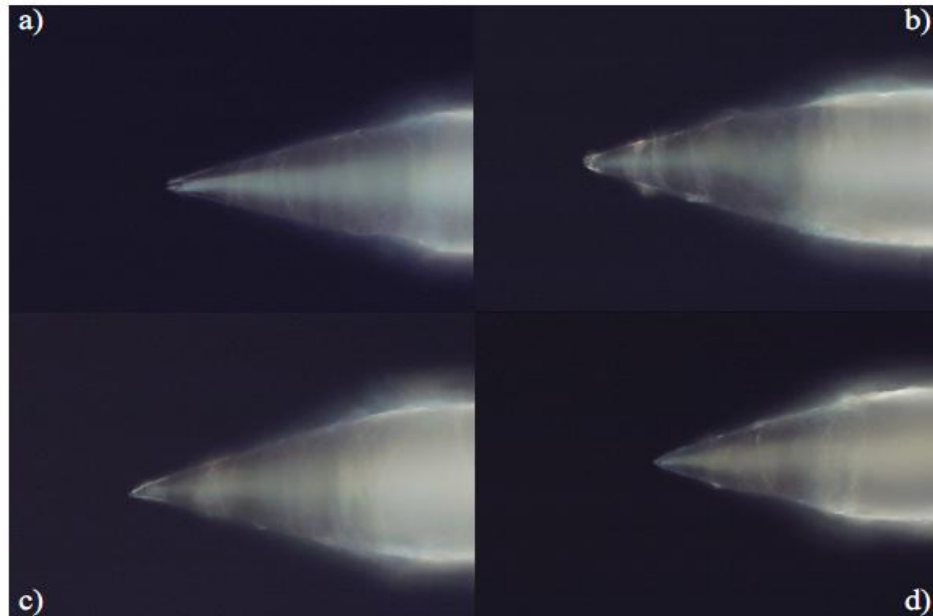


Figure. II.4 : Images par microscopie optique à contraste de phase de pointes réalisées Par la méthode de Turner pour des conditions de gravure identiques et des temps d'attaques de a):1h15, b):1h30, c):1h45 et d):2h [86].

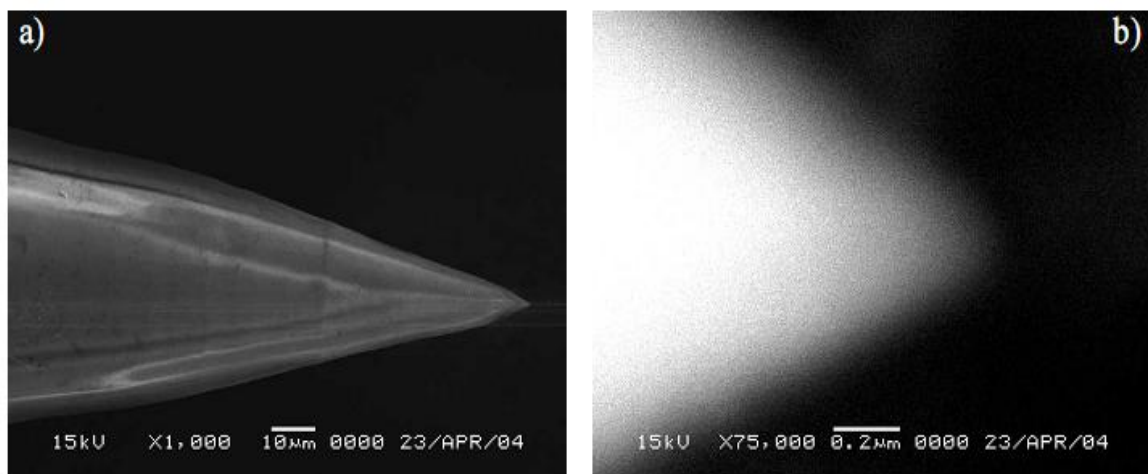


Figure. II.5: Images MEB à grande (a) et petite (b) échelle d'une sonde réalisée par la méthode Turner [86].

Certaines pointes ont été caractérisées par microscopie électronique à balayage qui permet de mesurer les rayons de courbure typiques en apex, ici 100nm. Cette Caractérisation est destructive car elle nécessite de couper la pointe pour l'insérer dans l'appareil. Ainsi, Les pointes destinées à être utilisées en microscopie en champ proche ne peuvent pas être testées par MEB .Elles sont observées au microscope optique et testées directement en SNOM. Nous verrons en partie 3 que certaines cavités sont parfaitement adaptées pour estimer la résolution optique des pointes.

II.3.1.2 méthode dite du "tube- etching "

La technique du tube etching est identique à celle de Turner mais à part que la fibre reste recouverte de la gaine protectrice (le "tube") quand elle est plongée dans l'acide. La gravure se fait alors dans un volume réduit, délimité par la gaine, ce qui rend la technique beaucoup moins sensible aux perturbations extérieures .L'attaque ne se fait plus par des phénomènes de capillarité mais par convection dans la gaine [61].La gaine protectrice de la fibre est retirée après la gravure.

Si la pointe est destinée à être métallisée, son état de surface doit être peu rugueux. La méthode de Turner n'est alors pas la plus adaptée. Ceci est mis en évidence **figure. II.6** ou Stockle et al[62] montre la différence entre deux pointes métallisées : une pointe réalisée par la méthode de Turner et une pointe réalisée par la méthode dite de "tube etching".La métallisation obtenue sur une pointe attaquée par la méthode Turner est visiblement de mauvaise qualité. Elle présente un aspect irrégulier qui indique que le revêtement métallique n'est pas homogène, ce qui peut donner lieu à des ouvertures supplémentaires. Au contraire la fibre métallisée réalisée par tube etching présente un excellent état de surface.

Tous les paramètres sont été fixés avec les mêmes valeurs que pour la méthode de Turner et seul le temps d'attaque est modifié.

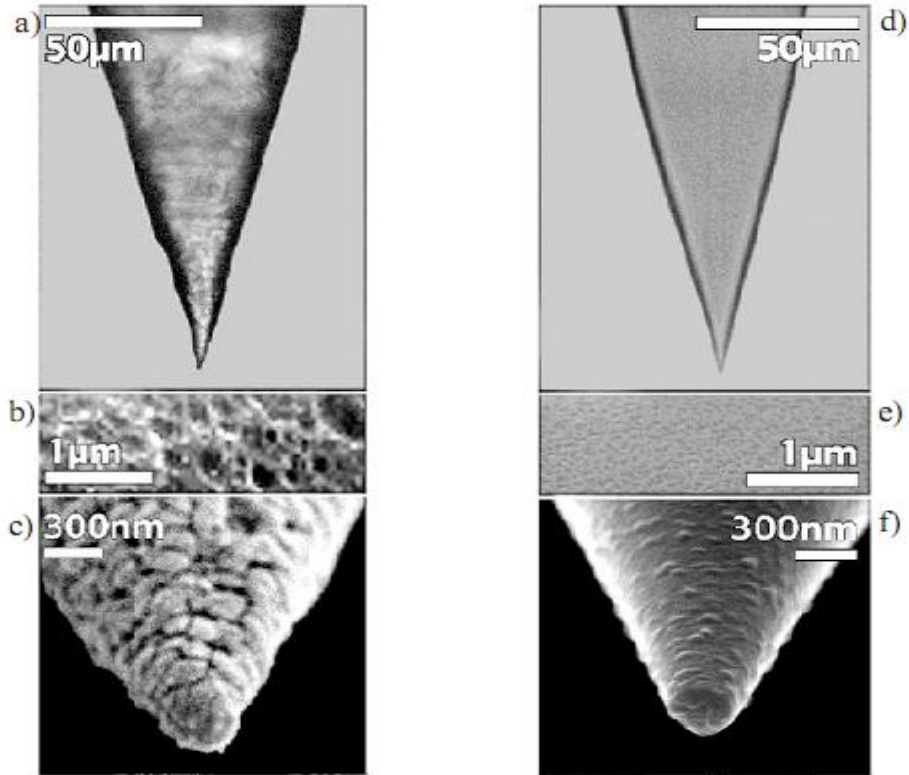


Figure. II.6 : Pointe obtenue par la méthode de Turner (a, b et c) et par tube etching (d, e et f). Les images a) et d) présentent les fibres, b) et e) un zoom de la surface de la pointe et c) et f) le résultat de la métallisation. Source Stockle et.al [32].

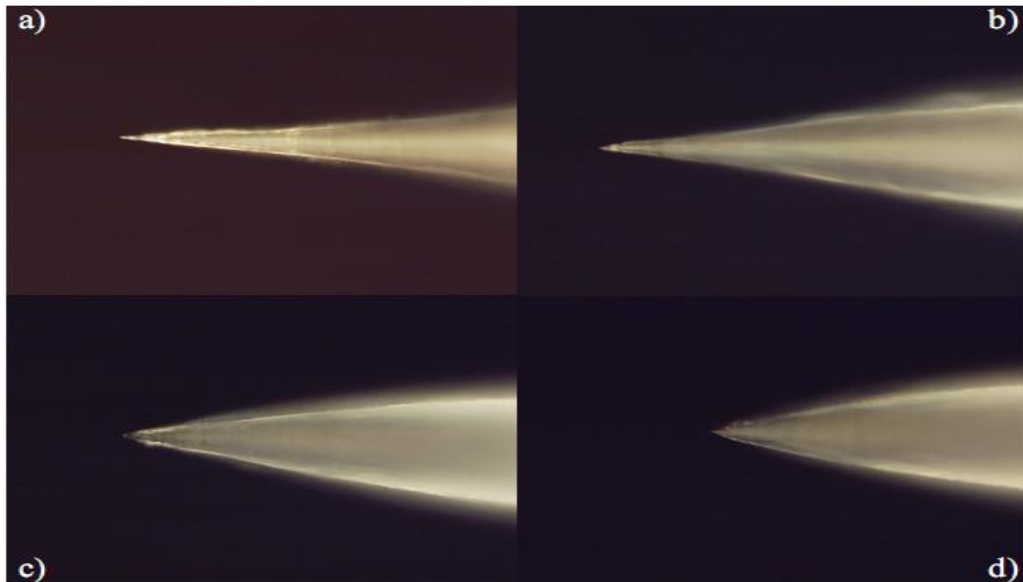


Figure. II.7: Images par microscopie optique à contraste de phase de pointes réalisées par "tube etching" pour des conditions de gravure identiques et des temps d'attaques de a): 2h b): 2h10, c): 2h20 et d): 2h30[86].

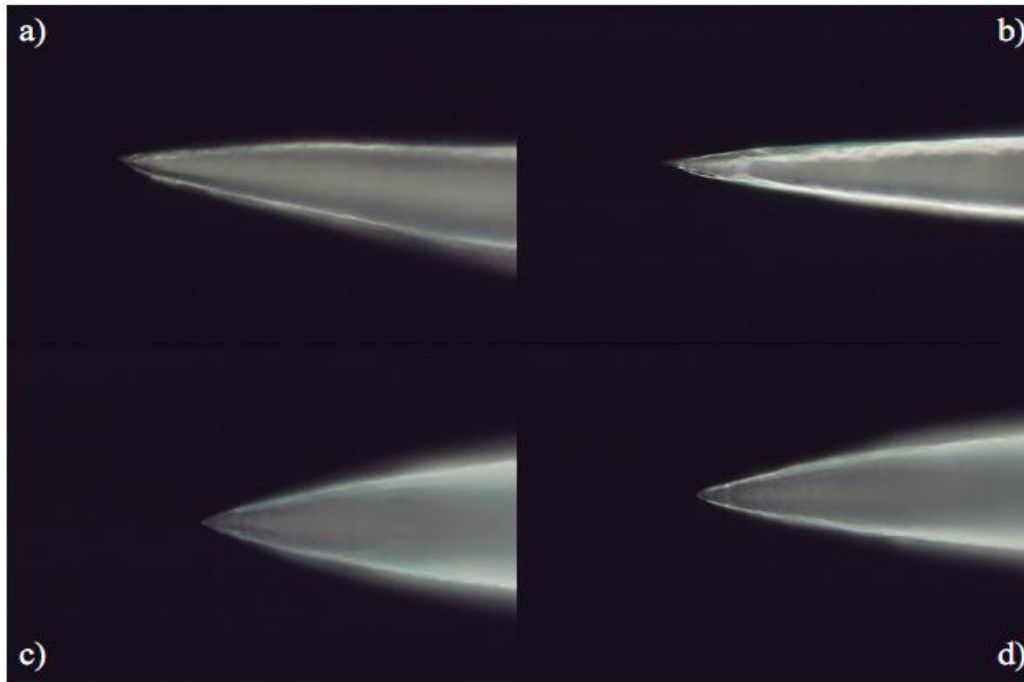


Figure. II.8: Images par microscopie optique à contraste de phase de pointes réalisées Par "tube etching" pour des conditions et un temps de gravure identiques (2heures30minutes) [86].

Dans **Figure. II.7** on remarque que l'angle du cône passe de 13° pour un temps d'attaque de 2 heures à 31.2° pour un temps d'attaque de 2 heures 30 minutes. Contrairement aux études de Stockle et.al [63], le phénomène de gravure ne s'arrête pas tout seul. Plus le temps d'attaque est long et plus l'angle du cône est important. Cette évolution pose un problème de reproductibilité : une légère imprécision de la température change la Cinétique de gravure. Contrairement à la méthode de Turner, une légère imprécision sur le temps d'attaque modifie la forme de la pointe.

Figure. II.8 présente les résultats obtenus sur des fibres gravées dans les mêmes conditions pour le même temps d'attaque. Les formes des pointes varient énormément avec des angles compris entre 17.8° et 33.5° . Cette technique n'est donc pas reproductible.

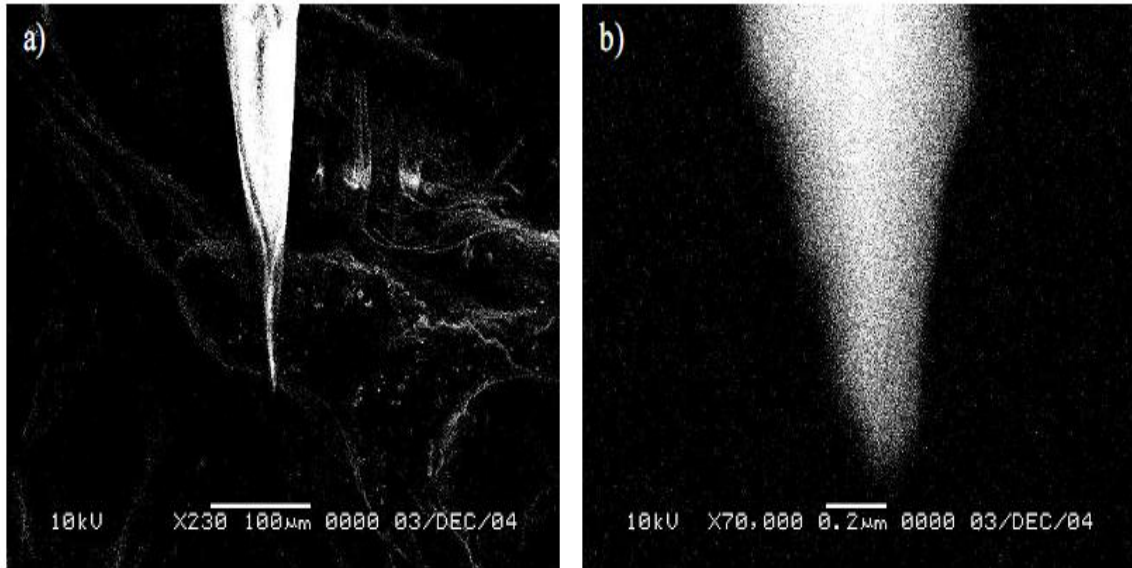


Figure. II.9: Images MEB à grande (a) et petite (b) échelle d'une sonde réalisée par "tube etching" [86].

Plusieurs facteurs peuvent expliquer ces résultats:

- Le retrait de la gaine après l'attaque peut endommager l'apex de la pointe et jouer sur la reproductibilité.
- Les impuretés présentes dans l'acide peuvent jouer un rôle néfaste au moment de la gravure par convection.

La **Figure. II.9** présente les images MEB d'une "bonne pointe" réalisée par tube etching. Cette pointe présente un rayon d'apex de 100nm. Cependant, en microscopie optique en champ proche, ces pointes n'ont pas permis d'obtenir de bonnes résolutions optiques. Bien que les propriétés de surface des pointes réalisées par "tube etching" soient a priori meilleures, cette technique d'attaque ne nous a pas permis de réaliser des sondes utilisables en SNOM. La très faible reproductibilité de l'attaque montrée par notre étude ne permet pas d'utiliser cette technique pour obtenir des mesures fiables. En conclusion, du fait de sa robustesse, seule la méthode de Turner a servi à réaliser toutes les pointes utilisées en SNOM.

Un des avantages de l'attaque tube etching sur l'attaque sans gaine est le fait que le système reste relativement insensible aux perturbations extérieures en particulier les vibrations, qui peuvent entraîner de fortes irrégularités sur la surface de la pointe. L'état de surface d'une pointe tube etching est donc bien meilleur qu'une pointe attaquée sans gaine. Pour décrire le

mécanisme d'une attaque tube etching, il convient de distinguer deux cas suivant la nature de la gaine de protection des fibres:

- 1) **Si la gaine est imperméable à l'HF (Figure. II.10 a)**, la formation de la pointe se fait par l'extrémité inférieure de la fibre. La fibre prend initialement une forme conique car le volume d'HF susceptible de réagir avec la silice est plus important sur les bords de la fibre qu'au centre. Quand la forme conique est bien définie, l'attaque se poursuit par un phénomène de convection qui va faire monter de l'HF "frais" vers le haut de la fibre et évacuer les résidus de réaction vers le bas (Figure. II.11).

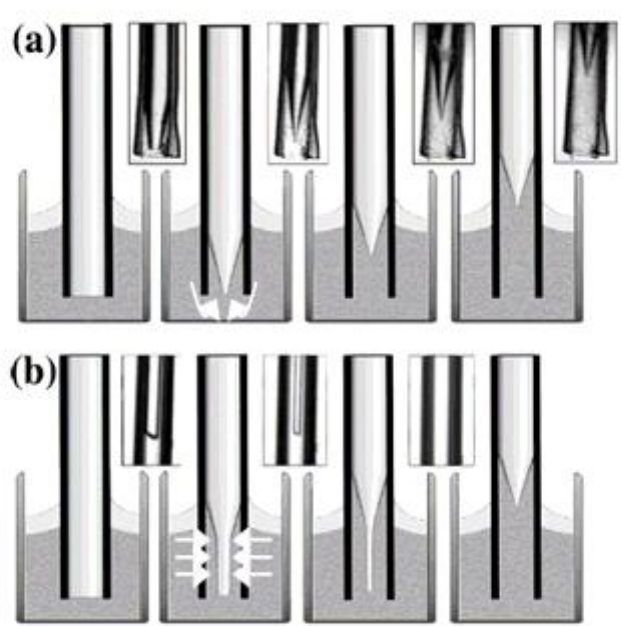


Figure. II.10 : Schéma de principe de l'attaque en tube etching avec (a) une gaine imperméable et (b) une gaine perméable [64].

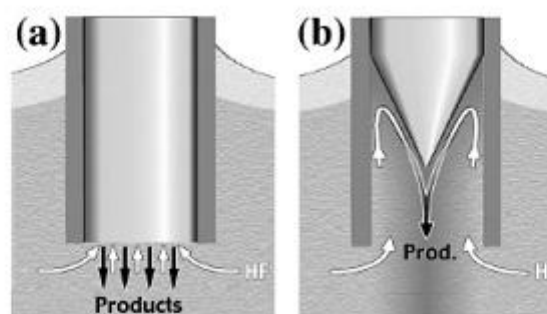


Figure. II.11 : Phénomènes intervenant lors de l'attaque avec une gaine imperméable (a) au début de la réaction et (b) au cours de la réaction [64].

2) **Si la gaine est perméable à l'HF (Figure. II.10 b)**, l'HF va diffuser à travers la gaine pour attaquer la fibre en silice qui s'amincit régulièrement. Une forme conique préliminaire apparaît à l'interface entre le bain d'HF et la couche protectrice.

En effet, le volume d'ions fluorés étant plus faible dans la partie haute du ménisque que dans la partie basse, la vitesse d'attaque sera plus faible en haut.

Ceci explique pourquoi l'attaque peut avoir lieu alors que la hauteur du ménisque reste constante au cours du temps [65].

Dans les deux cas, après l'attaque, la gaine protectrice en acrylate est retirée en la trempant dans du dichlorométhane.

II.3.2 pointes réalisées par Étirage

En parallèle à l'étude des pointes attaquées chimiquement, une étude a été menée sur des pointes étirées avec l'étireuse du centre Nanoptec. Ces fibres ont la particularité d'avoir un méplat à leur extrémité (Figure II-12), ce qui favorise une métallisation par ombrage, d'autant plus que l'état de surface est très bon. Mais nous verrons dans le paragraphe précédent que les pointes attaquées chimiquement sont de bien meilleure qualité au niveau optique.

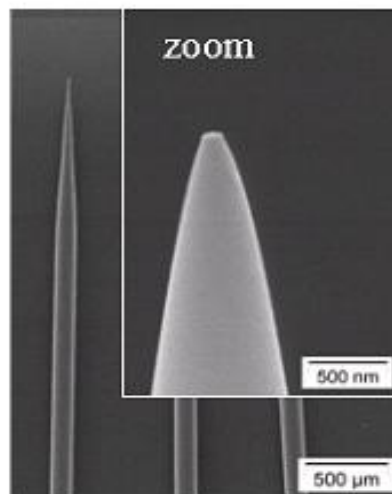


Figure. II.12 : Vues MEB d'une pointe fabriquée par étirage à chaud au centre Nanoptec [86].

II.3 .3 Métallisation

Afin de gagner en résolution et d'éviter les pertes le long du taper, les pointes SNOM sont souvent métallisées. Une nano-ouverture est créée à l'extrémité de la pointe pour laisser passer la lumière. On dépose généralement une couche d'accroche d'environ 10 nm de chrome servant d'ancrage sur le verre, suivi d'un dépôt d'une centaine de nanomètre d'aluminium.

Il faut noter que la métallisation des pointes est impérative pour travailler en mode illumination mais n'est pas forcément systématique en mode collection.

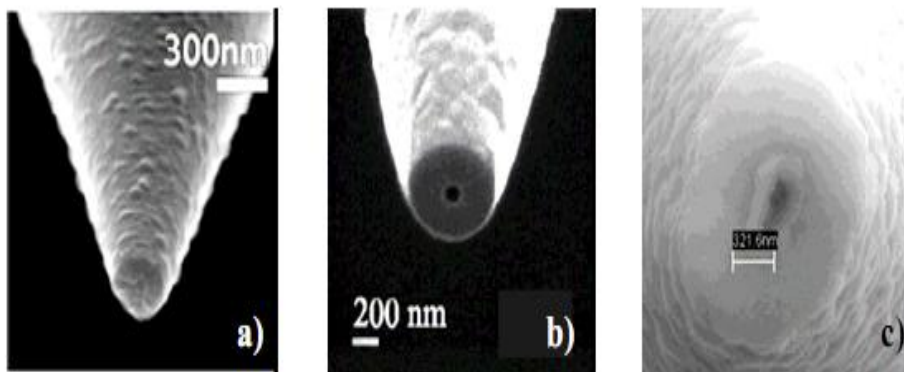


Figure. II.13 : Nano-ouvertures produites par a) ombrage [66], b) FIB [67], et c) électrolyse [68].

Il existe différentes méthodes pour créer la nano-ouverture à l'extrémité de la pointe, la plus répandue étant par ombrage (Figure II-13 a) [69]. La métallisation a lieu par évaporation de métal sous vide secondaire. Un dispositif permet de faire tourner plusieurs pointes autour de leur axe qui fait un angle variable par rapport à la direction moyenne du flux de métal évaporé. Ceci permet de métalliser tout le périmètre des pointes, tout en préservant l'extrémité de la fibre du dépôt. Il est aussi possible de générer des nano-ouvertures par FIB (**Figure. II.13.b**) [70]. Ce traitement fournit des nano-ouvertures parfaitement circulaires avec un diamètre contrôlable pouvant descendre jusqu'à 20 nm. L'extrémité de la fibre présente un méplat dont la surface a une rugosité inférieure à 10 nm.

Cette méthode produit des nano-ouvertures de bien meilleure qualité que les ouvertures créées par ombrage. Soulignons aussi la possibilité de concevoir des nano-ouvertures par électrolyse solide (Figure. II.13 c), dans le cas de sondes métallisées par de l'argent [71], [72], [73].

II-4 Bilan sur la fabrication des pointes utilisées en SNOM

Toutes les pointes donnent un résultat correct en topographie. Cependant, des profils (non présentés ici) réalisés sur les images topographiques montrent que la pointe pénètre plus profondément dans les trous dans le cas des pointes étirées et des pointes tube etching.

En effet, ces pointes ont un angle au sommet plus réduit que les pointes attaquées sans gaine ce qui leur permet de pénétrer plus facilement dans les trous. Au niveau optique, les fibres attaquées en tube etching et les fibres attaquées sans gaine donnent des images de qualité, avec un bon contraste entre les franges. Par contre, les images obtenues avec les fibres étirées manquent cruellement de contraste. Quant à l'image réalisée avec la fibre étirée métallisée, elle est totalement asymétrique et présente un fort bruit de fond. Une image MEB (Figure II-14) de cette fibre, réalisée après la manipulation SNOM, indique qu'une partie du métal semble s'être détaché de l'extrémité de la fibre ce qui expliquerait l'asymétrie de l'image optique. Le bruit de fond est sans doute causé par le fait qu'il faut augmenter fortement la puissance du laser (15mW au lieu de 0,5mW pour une fibre non-métallisée) pour capter du signal avec la fibre métallisée qui a un très faible pouvoir de transmission. Une partie de la lumière injectée passe donc par-dessus l'échantillon ce qui crée le bruit de fond.

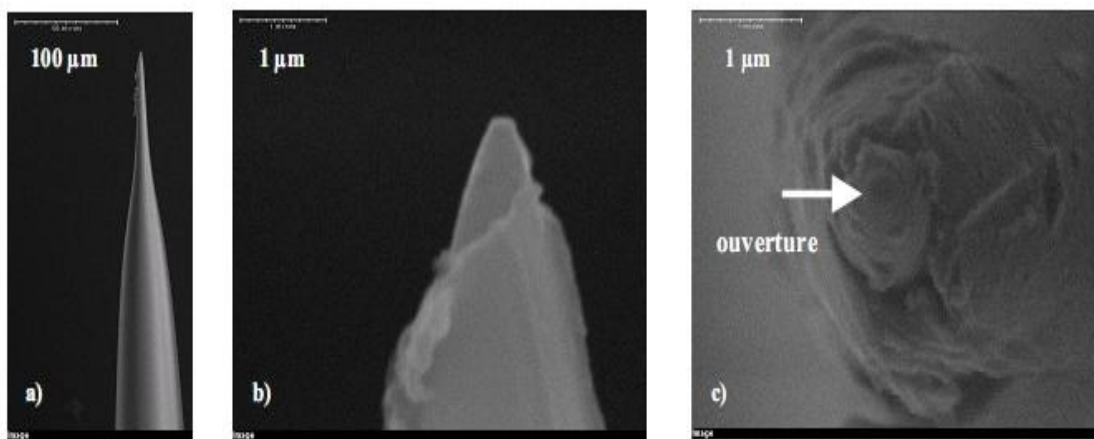


Figure. II.14: Vues MEB de la pointe métallisée a) Vue large, b) Vue de profil et c) Vue de 3/4 pour visualiser l'ouverture [86].

II-5 conclusion :

En conclusion, ce sont les pointes tube etching qui affichent les meilleures performances, tant du point de vue topographique que du point de vue optique. Les fibres attaquées sans gaine demeurent, quant à elles, tout à fait correctes au niveau optique mais sont relativement en dessous au niveau topographique. Les pointes utilisées dans ce travail ont donc été en grande majorité des fibres attaquées en tube etching.

Chapitre III :
Méthode du faisceau propagé BPM

III.1 Introduction

la méthode de propagation du faisceau est actuellement l'outil le plus largement répandu pour la recherche sur les structures photonique complexes telles que les guides d'ondes non-uniformes et les jonctions optiques [73],est une méthode très élégante utilisant des algorithmes de base très simples :les transformées de fourrier directe et inverse ;elle sert à simuler la propagation du champ optique dans des circuits d'optique intégrée(structure complexes)[74]non uniforme monomode ou multi modes .cette technique est itérative :elle permet de calculer l'amplitude du champ électrique après un pas de propagation très petit, au moyen de l'équation non homogène scalaire d'Helmoltz et des condition au limites appropriés. Le même calcul est répété jusqu'à la fin du structure.

Sous sa forme classique la BPM permet la simulation du faisceau qui se propage en négligeant le facteur de réflexion d'onde et en satisfaisant seulement à l'approximation paraxial ou parabolique.

Récemment, la BPM développé est basée sur la méthode des élément finis (wide-angle FE-BPM)pour des guides optiques tridimensionnels en utilisant l'approximation padé[75].

III.2 Equations vectorielles de propagation des ondes optiques

Les propriétés optiques des matériaux se déduisent de l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques dans ces milieux. Celle-ci se fait à l'aide des équations de Maxwell :

$$\nabla \cdot \bar{E}(r, t) = -\frac{\partial \bar{D}(r, t)}{\partial t} \quad (\text{III.1})$$

$$\nabla \cdot \bar{H}(r, t) = \frac{\partial \bar{D}(r, t)}{\partial t} + \bar{J}(r, t) \quad (\text{III.2})$$

$$\nabla \cdot \bar{D}(r, t) = \rho(r, t) \quad (\text{III.3})$$

$$\nabla \cdot \bar{B}(r, t) = 0 \quad (\text{III.4})$$

Dans ces équation \bar{E} et \bar{H} représentent respectivement les champs électrique et magnétique, \bar{D} et \bar{B} les inductions électrique et magnétique, \bar{J} et ρ sont les densités de courant et de charge, $r(x, y, z)$ est la position dans l'espace et t le temps.

La perméabilité magnétique $\mu(r)$ et la permittivité diélectrique $\varepsilon(r)$ du milieu relient respectivement les champs et les inductions par :

$$\bar{B}(r, t) = \mu(r)\bar{H}(r, t) \quad (\text{III.5.a})$$

$$\bar{D}(r, t) = \varepsilon(r)\bar{E}(r, t) \quad (\text{III.5.b})$$

Dans notre étude, nous considérons des milieux diélectriques (non magnétique $\mu(r) = \mu_0$ électriquement neutres $\rho(r, t) = 0$ et isolants $\bar{J}(r, t) = \bar{0}$).

Afin de simplifier la résolution des équations de Maxwell, nous séparons la dépendance temporelle de la dépendance spatiale en décomposant les champs en harmoniques. Nous considérons alors une onde électromagnétique monochromatique de pulsation ω qui se propage dans le milieu. La dépendance temporelle des champs est en $\exp(j\omega t)$ et les équations de Maxwell deviennent :

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{E}(r) = -j\omega\mu_0\bar{H}(r) \quad (\text{III.6})$$

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{H}(r) = j\omega\varepsilon(r)\bar{E}(r) \quad (\text{III.7})$$

$$\bar{\nabla} \cdot (\varepsilon(r)\bar{E}(r)) = 0 \quad (\text{III.8})$$

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{H}(r) = 0 \quad (\text{III.9})$$

Avec,

$$\varepsilon(r) = \varepsilon_0\varepsilon_r(r) \quad (\text{III-10})$$

Les équations (III.6) à (III.10) peuvent se réécrire en séparant les champs électrique et magnétique.

$$\bar{\nabla} \cdot (\bar{\nabla} \cdot \bar{E}(r)) = -j\omega\mu_0\bar{\nabla} \cdot \bar{H}(r)$$

$$\bar{\nabla} \cdot (\bar{\nabla} \cdot \bar{E}(r)) = (\bar{\nabla} \cdot \bar{\nabla})\bar{E}(r) - \bar{\nabla}(\bar{\nabla} \cdot \bar{E})$$

Des équations (III.7) et (III.8), on tire :

$$\bar{\nabla} \cdot (\varepsilon(r) \cdot \bar{E}(r)) = (\bar{\nabla} \cdot \varepsilon) \cdot \bar{E}(r) + \varepsilon(\bar{\nabla} \cdot \bar{E}(r)) = 0$$

$$(\bar{\nabla} \cdot \varepsilon) \cdot \bar{E}(r) = -\varepsilon(\bar{\nabla} \cdot \bar{E}(r))$$

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{H}(r) = j\omega\varepsilon(r)\bar{E}(r)$$

D'où :

$$\Delta \bar{E}(r) + \bar{\nabla} \left(\frac{\bar{\nabla} \varepsilon_r(r)}{\varepsilon_r(r)} \cdot \bar{E}(r) \right) + k_0^2 \varepsilon_r(r) \bar{E}(r) = 0 \quad (\text{III.12.a})$$

Ici : $\Delta = \bar{\nabla} \cdot \bar{\nabla}$

De la même façon, nous obtenons l'équation d'onde du champ magnétique :

$$\Delta \bar{H}(r) + \frac{\bar{\nabla} \varepsilon_r(r)}{\varepsilon_r(r)} \cdot (\bar{\nabla} \cdot \bar{H}(r)) + k_0^2 \varepsilon_r(r) \bar{H}(r) = 0 \quad (\text{III.12.b})$$

Les deux équations décrivent la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu diélectrique. k_0 est le vecteur d'onde associé à une propagation dans le vide et est relié à la longueur d'onde λ_0 dans le vide par :

$$k_0 = \sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (\text{III.12.c})$$

Considérant la variation d'indice de réfraction faible selon la direction de propagation z , on néglige les termes :

$$\nabla_z \varepsilon_r(r) \approx 0 \quad ; \quad \nabla_z \varepsilon_r(r) \cdot \bar{E}(r) \approx 0 \quad (\text{III.13.a})$$

$$\nabla_z \varepsilon_r(r) \approx 0 \quad ; \quad \nabla_z \varepsilon_r(r) \cdot \nabla_z \bar{H}(r) \approx 0 \quad (\text{III.13.b})$$

Et les équations vectorielles (III.12.a) et (III.12.b) deviennent pour les champs transversaux :

$$\Delta E_t(r) + \nabla_t \left(\frac{\nabla_t \varepsilon_r(r)}{\varepsilon_r(r)} \cdot E_t(r) \right) + k_0^2 \varepsilon_r(r) E_t(r) = 0 \quad (\text{III.14.a})$$

$$\Delta H_t(r) - \frac{\nabla_{t'} \cdot \varepsilon_r(r)}{\varepsilon_r(r)} \cdot [\nabla_{t'} H_t(r) - \nabla_t H_{t'}(r)] + k_0^2 \varepsilon_r(r) H_t(r) = 0, t' \perp t \quad (\text{III.14.b})$$

Les sous-indices t et t' représentent ici les directions transversales à la direction de propagation.

III.3 description de la méthode BPM

Il s'agit d'une méthode qui, à partir d'un champ électromagnétique incident, permet de calculer le champ à l'intérieur d'une structure, aussi complexe soit-elle. Ce calcul est effectué en divisant la structure en tranches espacées de Δz (pas de calcul) et en résolvant les équations de propagation à chaque pas $j+1$ à partir du champ connu en j . En toute rigueur, les équations de propagation à résoudre sont vectorielles, mais pratiquement, étant donnée la complexité de ces équations, on admettra certaines approximations.

Les différentes BPM se particularisent aussi bien par les approximations considérées que par la technique de résolution des équations de propagation. Les approximations les plus utilisées sont l'approximation scalaire et l'approximation paraxiale. Lesquelles facilitent considérablement la résolution des équations de propagation tout en n'étant pas trop restrictives.

- L'approximation scalaire consiste à supposer qu'il n'y a pas de couplage entre les différentes composantes du champ. On supposera donc que si un faisceau polarisé entre dans un guide optique, il reste polarisé dans la même direction tout au long de la propagation. Le couplage entre les différentes composantes du champ est faible à cause de la forme particulière des guides optiques. On considère donc le champ comme le produit d'un scalaire avec un vecteur pointant toujours dans la même direction et les équations vectorielles sont réduites à des équations scalaires. Cette approximation revient à considérer que la propagation dans une structure bidimensionnelle se fait selon un mode quasi-TM ou quasi-TE proche de modes TM ou TE dans les guides plans.

- L'approximation paraxiale considère de faibles variations d'amplitude du champ pendant la propagation. Même si les équations de propagation en sont considérablement réduites, il a été montré, par comparaison avec une technique non paraxiale, que les résultats obtenus avec une BPM paraxiale diffèrent très peu de ceux obtenus par la première et donc que l'approximation paraxiale est applicable à une vaste gamme de structures d'optique intégrée [76].

Les équations de propagation que l'on essaie résoudre par une méthode du faisceau propagé sont déduites des équations d'onde vectorielles (III.14.a et III.14.b). Nous négligeons le couplage entre les différentes composantes du champ électrique. L'équation de propagation a donc la forme suivante :

$$\bar{\Delta}_{x,y,z} E(x, y, z) + k_0^2 \cdot n^2(x, y, z) \cdot E(x, y, z) = 0 \quad (\text{III.15})$$

Avec :

$$\bar{\Delta}_{x,y,z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{n^2(x,y,z)} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \right) n^2(x, y) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad , \text{ pour } E_x \quad (\text{III.15.a})$$

$$\bar{\Delta}_{x,y,z} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{n^2(x,y)} \cdot \frac{\partial}{\partial y} \right) n^2(x, y) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad , \text{ pour } E_y \quad (\text{III.15.b})$$

si l'on considère le cas d'une onde transverse électrique, et

$$\bar{\Delta}_{x,y,z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{n^2(x,y)} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \right) n^2(x, y) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad , \text{ pour } H_y \quad (\text{III.15.c})$$

$$\bar{\Delta}_{x,y,z} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{n^2(x,y)} \cdot \frac{\partial}{\partial y} \right) n^2(x, y) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad , \text{ pour } H_x \quad (\text{III.15.d})$$

Si l'on considère le cas d'une onde transverse magnétique, et

$$\bar{\Delta}_{x,y,z} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (\text{III.15.e})$$

Si l'on considère une onde transverse sous l'approximation scalaire.

En admettant une solution du type,

$$E_i(x, y, z) = \psi(x, y, z)e^{-i\beta z}, i=x,y \quad (\text{III.16})$$

où $\Psi(x,y,z)$ est l'amplitude complexe de l'onde optique, et en faisant l'approximation paraxiale qui consiste à négliger la seconde dérivée de $\Psi(x,y,z)$ par rapport à z ,

$$\left| \frac{\partial^2 \psi(x,y,z)}{\partial z^2} \right| \ll \left| 2i\beta \cdot \frac{\partial \psi(x,y,z)}{\partial z} \right| \quad (\text{III.17})$$

L'équation du champ prend la forme suivante :

$$\bar{\Delta}_{x,y} \psi(x, y, z) - 2i\beta \cdot \frac{\partial \psi(x,y,z)}{\partial z} + (k_0^2 \cdot n^2(x, y, z) - \beta^2) \psi(x, y, z) = 0 \quad (\text{III.18})$$

Où β est la constante de propagation.

Cette équation est appelée équation de Fresnel.

Si nous présentons cette équation sous forme discrète, nous obtenons :

$$\bar{\Delta}_{x,y} \psi(x_l, y_m, z_n) - 2i\beta \cdot \frac{\partial \psi(x_l, y_m, z_n)}{\partial z} + (k_0^2 \cdot n^2(x_l, y_m, z_n) - \beta^2) \psi(x_l, y_m, z_n) = 0 \quad (\text{III.19})$$

Ou bien :

$$2i\beta \cdot \frac{\psi(x_l, y_m, z_{n+1}) - \psi(x_l, y_m, z_n)}{z_{n+1} - z_n} = \bar{\Delta}_{x,y} \psi(x_l, y_m, z_n) + (k_0^2 \cdot n^2(x_l, y_m, z_n) - \beta^2) \psi(x_l, y_m, z_n) \quad (\text{III-20})$$

Avec $l=1,2,\dots,L$; $m=1,2,\dots,M$; $n=1,2,\dots,N$.

Nous pouvons ainsi calculer le champ en $n+1$ à partir du champ connu en n et le principe de ce calcul explique le nom de la méthode.

III.4 conditions de simulation

Elles sont dépendantes essentiellement du champ incident et du champ réfléchi, de direction de propagation et de variation de l'indice de réfraction.

- *Condition sur les champs*

Le champ électromagnétique incident dans la structure réelle doit obéir à l'équation d'Helmotz ou l'équation d'onde scalaire.

- *Condition de paraxialité*

La direction du champ ne doit pas se dévier brusquement par rapport à la direction choisie de la structure à étudier.

- *Condition sur le champ réfléchi*

Si la condition de paraxialité est satisfaisante, il y aura négligence des structures révélant de fortes réflexions du champ incident.

- *Condition sur les variations de l'indice de réfraction*

Le saut d'indice Δn (l'écart d'indice) ne doit pas être très fort au cours de la propagation.

III.5 simulation numérique de la BPM

Il existe trois modes de simulation :

III.5.1 simulation temporelle

Par ce type de simulation, nous pouvons observer l'évolution de l'enveloppe temporelle d'une impulsion lorsqu'elle se propage dans un guide d'onde par un mode déterminé.

III.5.2 simulation spatiale

Ce mode de simulation est indispensable pour calculer l'évolution spatiale de faisceaux (position d'impulsion) se propageant dans des guides ou structures d'indice.

III.5.3 simulation spatiotemporelle

Ce type de simulation complète est dite spatial, car elle permet de visualiser la propagation, dans l'espace, d'une impulsion lumineuse. En fait, de nombreuses expériences requièrent des intensités (crête) pouvant seulement être atteintes avec des impulsions.

III.6 La Simulation par BPM

Nous allons dans cette partie présenter les concepts de bases de la méthode de faisceau propagé (BPM) pour la simulation de la propagation des ondes dans des structures d'optique intégrée. Plusieurs raisons sont à la base de l'utilisation de cette technique très efficace. La première étant sûrement qu'elle soit facile à implémenter et qu'il n'est pas besoin d'être expert en méthode numérique pour l'utiliser et comprendre les résultats issus des simulations.

Une autre caractéristique de la BPM est qu'elle peut s'appliquer à des géométries complexes telles qu'elle inclut automatiquement les effets dus aux champs guidés ainsi que les problèmes liés au couplage entre modes. Enfin, la BPM est une technique très flexible et extensible, permettant l'inclusion de divers paramètres tels que la polarisation ou les effets non-linéaires.

➤ *Principe de base de la BPM*

L'algorithme de base de la BPM est fondé sur deux approximations : L'approximation scalaire (on ne tient pas compte des effets dus à la polarisation) et l'approximation paraxiale (la propagation est restreinte à de faibles angles).

La première de ces approximations nous permet d'écrire l'équation d'onde sous la forme simple d'équation de Helmholtz : $\nabla^2 \bar{\varepsilon} + k^2 \bar{\varepsilon} = 0$

$$\nabla^2 \bar{h} + k^2 \bar{h} = 0$$

$$\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial z^2} + k(x, y, z)^2 \varepsilon = 0 \quad (\text{III.21})$$

Le champ électrique scalaire s'écrit sous la forme $E(x, y, z, t) = \varepsilon(x, y, z)e^{-i\omega t}$, et nous avons introduit la notation pour le vecteur d'onde : $k(x, y, z) = k_0 n(x, y, z)$. ainsi, la géométrie du problème est entièrement définie par le profil d'indice $n(x, y, z)$. Le champ $\varepsilon(x, y, z)$ peut alors être écrit sous la forme :

$$\varepsilon(x, y, z) = u(x, y, z)e^{i\bar{k}z} \quad (\text{III.22})$$

ou $u(x, y, z)$ est un terme d'amplitude qui varie lentement selon l'axe z (l'axe de propagation) et $e^{i\bar{k}z}$ un terme de phase qui, lui, varie rapidement. k est un nombre constant choisi pour représenter la variation moyenne de phase du champ ε , il est appelée nombre d'onde de référence.

En utilisant la décomposition (III.22) dans l'équation (III.21) nous obtenons :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2i\bar{k} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u = 0 \quad (\text{III.23})$$

En considérant maintenant que u varie très lentement par rapport à z , nous pouvons négliger le premier terme de l'équation ci-dessus (approximation de l'enveloppe à variation lente). On utilisant la deuxième approximation : l'approximation paraxiale. L'équation (III.22) se réduit alors à :

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{i}{2\bar{k}} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u \right) \quad (\text{III.24})$$

L'équation (III.24) est l'équation de la BPM basique à 3 dimensions. La simplification à deux dimensions (que nous utiliserons par la suite) s'effectue simplement en omettant les termes dépendant de y . Ainsi, connaissant un profil de champ en $z = 0$ ($u(x, y, z=0)$), l'équation (III.24) détermine l'évolution du champ pour $z > 0$.

III.7 théorie générale de la méthode BPM

Il existe plusieurs méthodes pour analyser les structures de base en optique intégrée, on peut en citer :

-la méthode des éléments finis ;

-la méthode des rayons ;

-la méthode utilisée dans notre étude qui est la méthode du faisceau propagé(BPM) (Beam propagation method).

C'est une technique qui sert à simuler la propagation du champ optique dans les circuits intégrés, elle est puissante et économique du point de vue place mémoire et temps de calcul.

Il existe de nombreuses versions pour la BPM :

- BPM basée sur la transformée de Fourier rapide d'où (FFT-BPM) ;
- BPM basée sur la méthode des éléments finis d'où (FE-BPM) ;
- BPM basée sur la méthode de différence finis d'où (FD-BPM)

Le but de la BPM est de calculer le champ $E(y,z)$ dans une structure non uniforme suivant l'axe de propagation z , à partir d'un champ incident $E(y,0)$ présent à l'entrée de la structure.

Le traitement numérique évalué par la technique de la BPM se présente en deux étapes : premièrement la propagation est déterminée par négligence des variations d'indice de réfraction en effectuant la transformée de Fourier dans la direction transversal. Ensuite, le calcul d'amplitude de ces guides optiques de section quelconque dont la différence d'indice entre le cœur(ou film)et le milieu extérieur est de faible perturbation ($\ll 1$).

Le champ électrique à simuler peut être décrit par l'équation d'onde d'Helmoltz scalaire :

$$\nabla^2 E + K^2 n^2(x, z) E = 0 \quad (\text{III.25})$$

$$\text{Avec : } k = \frac{2\pi}{\lambda_0}$$

λ_0 : longueur d'onde dans le vide de l'onde incidente.

Supposant que l'indice $n^2(y,z)$ à des variations lentes, il vient que :

$$n^2(x, z) = n_0^2(x) + \Delta n^2(x, z) \text{ Et } \Delta n^2(x, z) \ll n_0^2(x)$$

Donc l'équation d'onde (III-25) s'écrit sous la forme suivant :

$$\nabla^2 E + k^2 n_0^2(x) E = -k^2 \Delta n^2(x, z) E \quad (\text{III.26})$$

D'après cette équation le problème se retrouve scindé en deux parties :

- D'une part, la résolution de l'équation sans second membre c'est-à-dire dans un milieu uniforme d'indice $n_0(x)$ sur une distance Δz ce qui permet de trouver le champ E en $z + \Delta z$.
- D'autre part, la modification de E pour tenir compte de la correction de l'indice $\Delta n^2(x, z)$ apportée au milieu uniforme. Cette opération correspond à la prise en compte du second membre de l'équation d'onde (III-26).

En considérant ce procédé, on peut connaître le champ en tout point d'une structure donnée à partir du champ exciteur imposé en $z=0$ (début de la structure).

III.8 la formulation mathématique de la BPM

La BPM (Beam Propagation Method), introduite par Feit et Fleck en 1978, est une technique numérique développée pour les systèmes optiques, qui à partir d'un champ électromagnétique incident, permet de calculer le champ à l'intérieur d'une structure, aussi complexe soit-elle [77].

La BPM existe sous deux formes distinctes :

- ❖ à base de transformée de Fourier rapide (FFT),
- ❖ à base de différences finies (FD).

III.8.1 BPM-FFT

Cette formulation de la BPM est basée sur l'utilisation de la transformée de Fourier rapide. Cette méthode porte le nom de BPM-FFT (Beam Propagated Method – Fast Fourier Transform). Dans ce cas, on cherche toujours à résoudre les équations de Maxwell pour une structure variant suivant x , y et z . Cette méthode sera valide dans le cas où :

- on restreint son application à des structures où les variations d'indice sont très faibles,
- on néglige les éventuelles réflexions,
- on néglige l'aspect vectoriel des champs \vec{E} et \vec{H} .

Le principe de cette méthode est de faire une analogie entre une structure guidante et un réseau de lentilles comme celui représenté par la **figure.III.8.1**.

En effet, dans une structure guidante, deux mécanismes opèrent simultanément : la diffraction due au confinement du champ, et la correction de phase due à la distribution d'indice du milieu. La technique BPM consiste alors à appliquer séparément et successivement chacun de ces deux mécanismes.

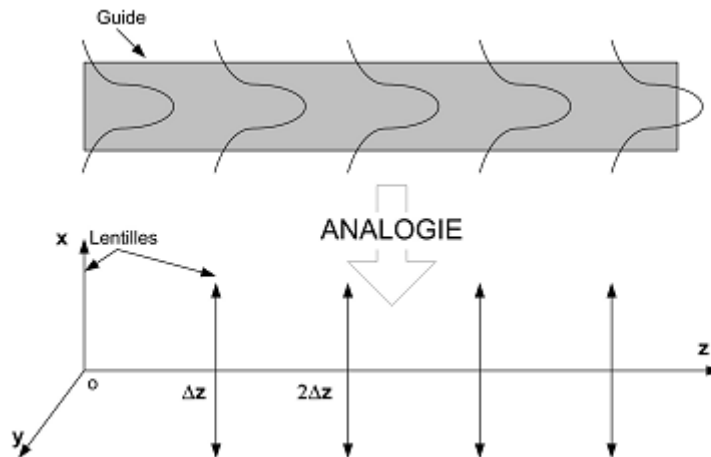


Fig. III.8.1 : Schéma représentant l'analogie utilisée pour la méthode BPM-FFT

Par analogie, dans le réseau de lentilles, la lumière diffracte librement dans l'espace avant de converger grâce à l'action des lentilles. Pour des paramètres adéquats et un grand nombre de lentilles, la propagation de la lumière dans ce réseau se fera pratiquement de la même manière que dans le guide.

Pour de petits Δz , on peut artificiellement séparer ces deux effets. Prenons l'exemple de la structure décrite à la **figure. III.8.2.** Où les \bar{n}_i représentent les indices effectifs de chaque section de guide comprise entre z_i et z_{i+1} .

Le calcul du champ par la technique BPM-FFT se déroule de la manière suivante : Premièrement le champ d'entrée est décomposé par une transformée de Fourier rapide en une somme d'ondes planes :

$$\psi(x, y, 0) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \phi(k_x, k_y) e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{III.28})$$

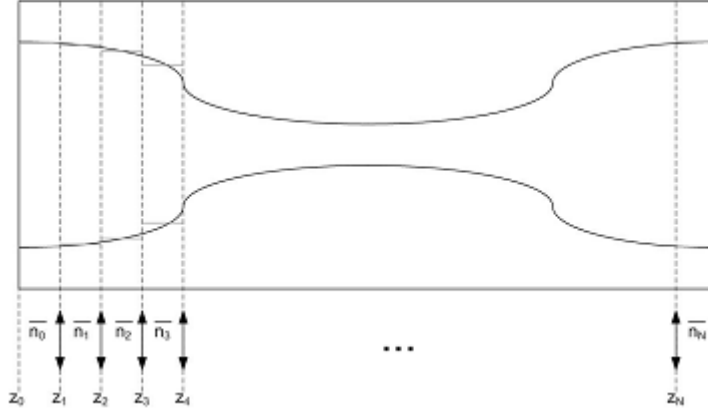


Fig. III.8.2 : Structure à étudier.

Ensuite, ces ondes planes sont propagées d'un pas Δz dans un milieu d'indice uniforme \bar{n}_0 . Il en résulte que le champ juste avant la lentille 1 a pour expression :

$$\psi(x, y, \Delta z^-) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(k_x, k_y) e^{-i(k_x x + k_y y + \beta \Delta z)} dk_x dk_y \quad (\text{III.29})$$

Où β représente la composante suivant Oz du vecteur d'onde. Pour des raisons de calcul, l'écriture de β sous la forme suivante sera préférée :

$$\beta = \bar{n}_0 k_0 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{\bar{n}_0 k_0 + \sqrt{\bar{n}_0^2 k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}}$$

En réécrivant le champ précédent en Δz^- avec cette nouvelle écriture de β , nous reconnaissons l'expression d'une transformée de Fourier :

$$\psi(x, y, \Delta z^-) = \frac{e^{-i\bar{n}_0 k_0 \Delta z}}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(k_x, k_y) e^{i \frac{(k_x^2 + k_y^2) \Delta z}{\bar{n}_0 k_0 + \sqrt{\bar{n}_0^2 k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}}} e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{III.30})$$

$$\psi(x, y, \Delta z^-) = TF \left[\Phi(k_x, k_y) e^{i \frac{(k_x^2 + k_y^2) \Delta z}{\bar{n}_0 k_0 + \sqrt{\bar{n}_0^2 k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}}} e^{-i\bar{n}_0 k_0 \Delta z} \right] \quad (\text{III.31})$$

Le champ subit alors une correction de phase, lors du passage dans la première lentille, pour compenser l'erreur due à la propagation dans l'espace libre réalisée précédemment. Ceci donne l'expression suivante :

$$\psi(x, y, \Delta z^+) = \psi(x, y, \Delta z^-) e^{i[n(x,y,z) - \bar{n}_0]k_0 \Delta z} \quad (\text{III.32})$$

On recommencera ces opérations plusieurs fois jusqu'à atteindre la fin de la structure à étudier. Pour que cet algorithme fonctionne correctement, les pas de propagation Δz doivent impérativement rester petits (de l'ordre du dixième de la longueur d'onde d'étude [78]).

III.8.2 BPM-FD

Un algorithme alternatif à celui de la BPM-FFT utilise la technique numérique des différences finies pour résoudre l'équation de propagation. Cette méthode porte le nom de BPM-FD (BeamPropagatedMethod - FiniteDifference). Les équations de propagation que l'on veut résoudre ici sont déduites des équations d'onde vectorielles. Pour le mode TE, en négligeant le couplage entre les différentes composantes du champ, on obtient l'équation de propagation suivante :

$$2ik_0 n_r \frac{\partial E_y}{\partial z} = \left(\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + k_0^2 (n^2(x, y) - n_r^2) \right) E_y \quad (\text{III.33})$$

Et pour le cas TM, on a :

$$2ik_0 n_r \frac{\partial H_y}{\partial z} = n^2(x, z) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{n^2(x, y)} \right) \frac{\partial H_y}{\partial x} + k_0^2 (n^2(x, z) - n_r^2) H_y \quad (\text{III.34})$$

Où n_r représente ici l'indice effectif de la structure à étudier.

Décrivons la résolution numérique des équations dans le cas TE. Les dérivées partielles de l'équation de propagation sont remplacées par leurs expressions.

$$2ik_0 n_r \frac{\partial E_i}{\partial z} = \frac{E_{i-1} - 2E_i + E_{i+1}}{\Delta x^2} + k_0^2 [n_i^2(z) - n_r^2] E_i \quad (\text{III.35})$$

où E_i représente le champ électrique en $(i\Delta_x, \Delta_z)$ avec $i=0,1,\dots,N-1$.

Ainsi, pour calculer le champ en $(z + \Delta z)$ à partir du champ en z , il est nécessaire de résoudre un système d'équations linéaires avec, comme pour la méthode FDTD, les valeurs initiales en $z = 0$.

Comme nous venons de le voir, beaucoup plus d'hypothèses sont posées pour les méthodes de type BPM que pour les méthodes présentées précédemment (FDTD ou FEM). Ces méthodes sont donc moins générales mais beaucoup plus faciles à mettre en œuvre dans notre domaine d'étude.

III.9 Avantages et inconvénients de la BPM classique; les améliorations possibles

Le premier avantage de la BPM classique est que la factorisation par le terme de phase $e^{i\bar{k}z}$ nous permet de représenter le terme à variation lente $u(x,y,z)$ de manière discrète (numérique) selon l'axe z avec des pas de discrétisation pouvant être assez grand sans pertes majeures d'information pour de nombreux problèmes. L'autre avantage lié à cette technique est l'élimination du terme de dérivée seconde en z qui réduisant ainsi le problème d'une équation du second ordre qui requiert un traitement lourd (nombreuses itérations) comparativement à une équation du premier ordre qui peut être plus simplement résolue. Ce dernier point est également un facteur déterminant dans le choix de la BPM par rapport à des méthodes numériques plus complètes car, il implique un gain de temps de calcul non-négligeable. Mais les approximations faites ne vont éliminer certains inconvénients. Premièrement, l'approximation paraxiale, comme son nom l'indique, réduit l'utilisation de la BPM classique à de faibles angles. Cet inconvénient peut être contourné par l'utilisation de la BPM 'grand angle' [79] [80]. Un second inconvénient vient du fait que la suppression du terme de dérivée seconde interdit la possibilité d'une onde se propageant en sens inverse ($-z$), ce qui peut être le cas pour des composants fortement réfléchissant. La technique de BPM bidirectionnelle [81] permet alors de contourner ce handicap. Les deux inconvénients précédemment cités ne nous touchent pas directement. En effet, les structures sur lesquelles nous serons amenées à utiliser la BPM fonctionnent en régime de faible guidage [82]. L'approximation paraxiale est alors remplie car seuls les modes à incidence rasante peuvent se propager dans ces structures.

Un dernier point, plus crucial à notre égard, est que nous ne tenons pas compte des effets dus à la polarisation. Il a été montré qu'en régime de faible guidage, les modes guidés sont peu sensibles à la polarisation, voir pas du tout dans certains cas précis [83]. Cependant, dans le cas général d'un profil d'indice bidimensionnel quelconque, la biréfringence induite par la structure perturbe la polarisation du faisceau propagé et les modes guidés ne sont plus des solutions exactes de l'équation d'onde scalaire. Il faut alors résoudre l'équation d'onde vectorielle. La méthode de BPM vectorielle remplit cette fonction [84]. C'est la méthode que nous avons utilisé au cours de notre travail.

III.10 Conclusion

Il a été montré que la BPM est une méthode simple à utiliser mais son application est soumise aux quatre conditions énumérées précédemment. Par conséquent, l'étude de structures ne répondant pas à ces conditions, ne peut être validée. Dans ce cas là, il est donc nécessaire de développer une autre méthode.

Chapitre IV :

Simulation et optimisation du champ dans la microsonde optique par la FreeBPM

IV.1 introduction

FreeBPM v0.3.1.561 est réalisé par Hagai Heisemberg développé entre [2000 et 2004], et comme son nom l'indique, un logiciel pour effectuer la simulation de la propagation de faisceau en utilisant la méthode bien connue de propagation de faisceau BPM. Elle est employée pour concevoir les dispositions bidimensionnelles des guides d'ondes et pour simuler la propagation de la lumière par la configuration de guide d'ondes dans des milieux linéaires et non linéaires. Le FreeBPM est écrit sous compilateur de Borland C++ Builder.

Le programme est fourni avec quelques conceptions d'échantillon. Il y a un nombre énorme de dispositifs absents. Certains d'entre eux sont projetés pour plus tard dans de nouvelles versions, les autres seront ajoutés en raison des demandes d'utilisateur.

Le but de ce chapitre consiste à étudier et simuler la propagation d'un faisceau lumineux à travers 2 formes de structures qui est composé d'une transition adiabatique.

IV.2 entrée des données

Pour pouvoir dessiner le circuit optique à simuler, le logiciel FreeBPM fournit une palette de boutons représentant une barre d'outils complète (voir figure IV.3).



Figure IV.1 : barre d'outils

La plus important est celle de l'entrée des données qui permet le changement des paramètres .la fenêtre de paramètres est divisée en plusieurs étiquettes, commandant de divers aspects de la conception et de simulation faites par FreeBPM. Les étiquettes principales sont :

- a. Paramètres de simulation.
- b. Paramètres d'entrée.
- c. Paramètres optique.
- d. Paramètres de la couche guidante.
- e. Paramètres du système.

IV.2.1 paramètres de simulation :

La figure ci-dessous représente l'étiquette de simulation qui commande les aspects suivants :

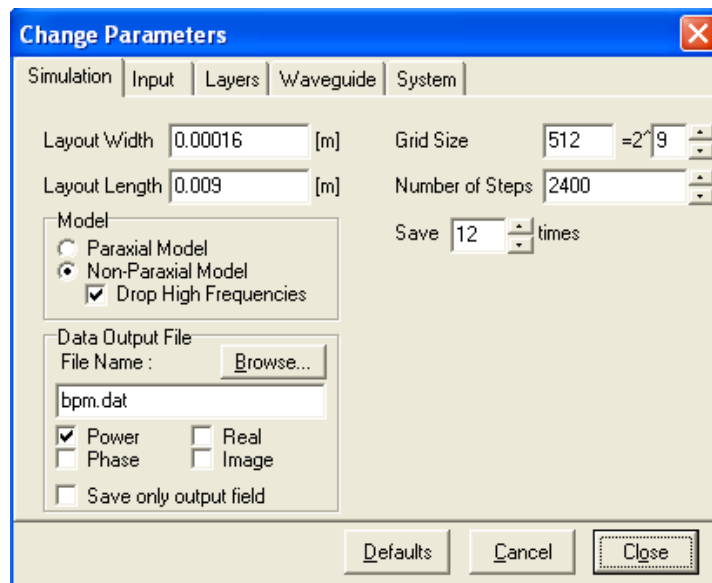


Figure. IV.2 : fenêtre représentant les paramètres de simulation.

- Largeur et longueur de la zone de simulation en mètre[m].
- Taille de grille : le nombre de points de grille (la résolution) dans la direction transversal, car le programme emploie un algorithme qui inclut FFT, cette taille doit être une puissance de deux.
- Nombre de pas : plus l'angle de guide d'onde est pointu, plus leur perturbation est grande.
- Economiser des périodes : détermine combien de courbes champs à sauvegarder dans de fichier de sortie et qui seront présentées après simulation.
- Modèle : on peut trouver les deux modèles suivants :

1. un modèle paraxiale ou parabolique, c'est une approximation introduisant une imprécision, et qui suppose que l'axe de l'avance de calcul ne soit pas trop écarté par rapport à l'axe de propagation z.

2. un modèle non paraxiale ou circulaire, c'est une approximation qui est appliquée à des angles arrivants 90 degrés. L'option à cocher pour les hautes fréquences décide si, pour laisser les fréquences non physique dans la simulation (car les guides d'ondes ont des bords pointus, ils dispersent la lumière dans ses fréquences non physique), ou pour les négligés et présenter un nouveau mécanisme numérique de la perte, aussi bien que des profils plus doux du champ.

- Fichier de sortie des données : on trouve

Le nom de fichier : le nom de fichier où les valeurs du champ vont être sauvegardées.

Option de puissance : sauvegarder les valeurs des puissances pour le champ proche.

Option phase : sauvegarder les valeurs de phase pour le champ proche.

Option vrai ou imaginaire : sauvegarder soit la partie vrai ou imaginaire pour chaque champ.

Option de sauvegarder, seulement, les valeurs du champ de sortie, ignorer tout les valeurs du champ sauvegarder et enregistrer, uniquement, les derniers valeurs dans le fichier.

IV.2.2 paramètres d'entrées :

L'étiquette d'entrée est schématisée dans la figure ci-dessous et commandant les aspects suivants :

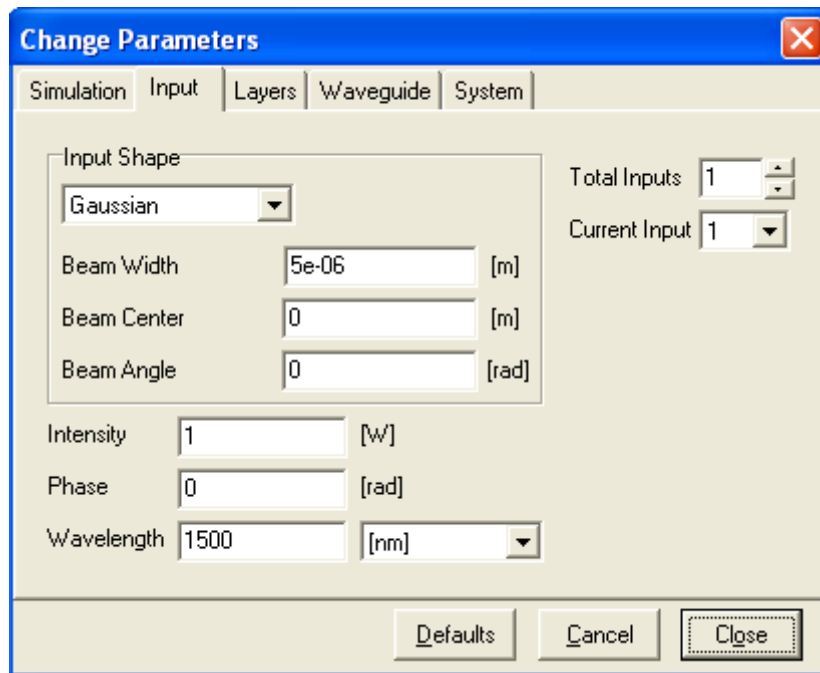


Figure IV.3 :fenêtre représentant les paramètres d'entrés.

- Forme d'entrée : cette option comporte cinq formes de profil de champ à choisir : Gaussien, sech ², rect, uniforme et mode.
- Largeur de faisceau : la largeur caractéristique du faisceau d'entrée en mètre[m].
- Centre du faisceau : la position centrée du faisceau d'entrée donnée en [m].
- Angle du faisceau : l'angle qui fait le faisceau d'entrée avec l'axe de propagation z donné en radian [rad].
- Intensité : l'intensité crête du faisceau d'entrer en watts[W].elle est utilisée seulement pour des structures présentant des milieux non linéaires.
- Phase : c'est le déphasage entre les faisceaux, donné en radian [rad].il est présent, seulement, quand il ya plus d'un faisceau à l'entrée.

- Longueur l'onde : la longueur d'onde de la lumière d'entrée est indiquée en cinq unités différents.
- Entrées totales : représente le nombre des faisceaux à l'entrée.
- Entrée courante : le faisceau dont les paramètres sont actuellement édités.

IV.2.3 paramètres optiques :

Dans cette fenêtre qui est présentée par la figure ci après, les paramètres optiques sont commandés par les aspects suivants :

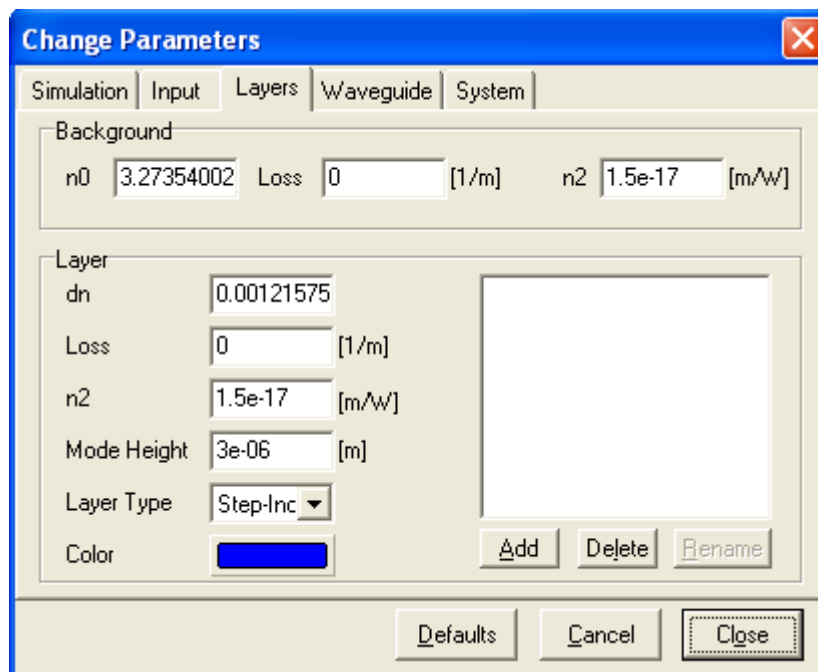


Figure IV.4 : fenêtre représentant les paramètres de la couche guidant

- n_0 : l'indice de réfraction de milieu (substrat) linéaire.
- dn : la différence d'indice entre la couche guidante et le substrat.
- n_2 : le coefficient de non linéarité (effet Kerr) du milieu.
- L'amplitude de mode : la hauteur typique du mode selon la verticale. Elle est appliquée seulement pour des simulations non linéaires.

- Couleur : la couleur du film des guides d'ondes à concevoir dans le designPad.
- Type de film : type de la couche guidante.

IV.2.4 paramètres de la couche guidante :

Dans la figure suivante, l'étiquette de guide d'onde contient quatre aspects :

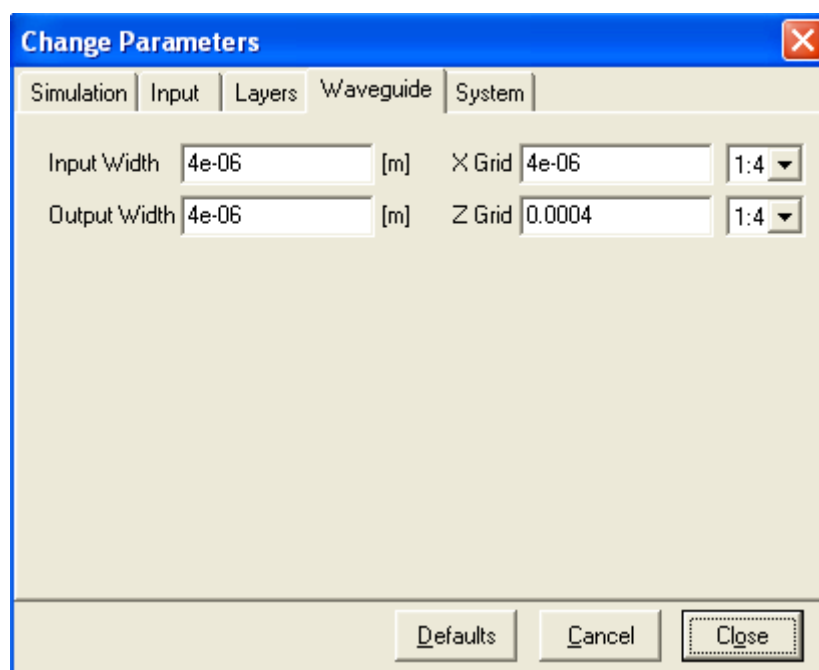


Figure IV.5 : fenêtre représentant les paramètres de guide d'onde

- Largeur l'entrée : la largeur d'entrée du guide d'onde à utiliser, elle est donnée en mètre[m].
- Largeur de sortie : la largeur du sortie du guide d'onde à utiliser.
- X Grille : représente la valeur d'échantillonnage (grille) selon l'axe des x.
- Z Grille : représente la valeur d'échantillonnage le long de la direction de propagation z.

IV.2.5 paramètres du système :

La figure ci-dessous, définit l'étiquette du système commandant trois aspects :

- Convertir les guides d'ondes « simple » vers des guides « Xparal ».c'est à dire de mettre les faces d'entrées et les faces de sorties en parallèle par rapport à l'axe x.
- Dessiner les structures « Xparal ».
- Normaliser chaque profil de champ à l'unité après simulation dans la fenêtre des résultats.

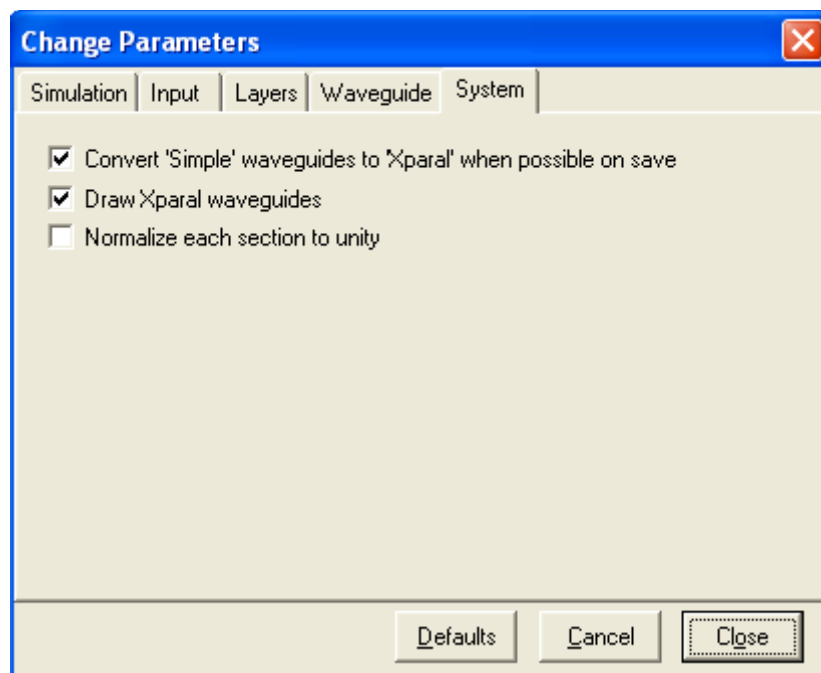


Figure. IV.6 : fenêtre représentant les paramètres du système.

IV.3 résultats et discussion

Dans ce chapitre, nous allons simuler la propagation d'une onde lumineuse de forme gaussienne dans un milieu d'indice de réfraction linéaire et nous avons utilisé 2 structures qui sont composées d'une transition adiabatique (taper) (voir figure IV.7). Pour la simulation nous avons utilisé la méthode BPM associée à la méthode d'indice effectif et nous avons pris une fenêtre de 512 échantillons dans le plan transversal.

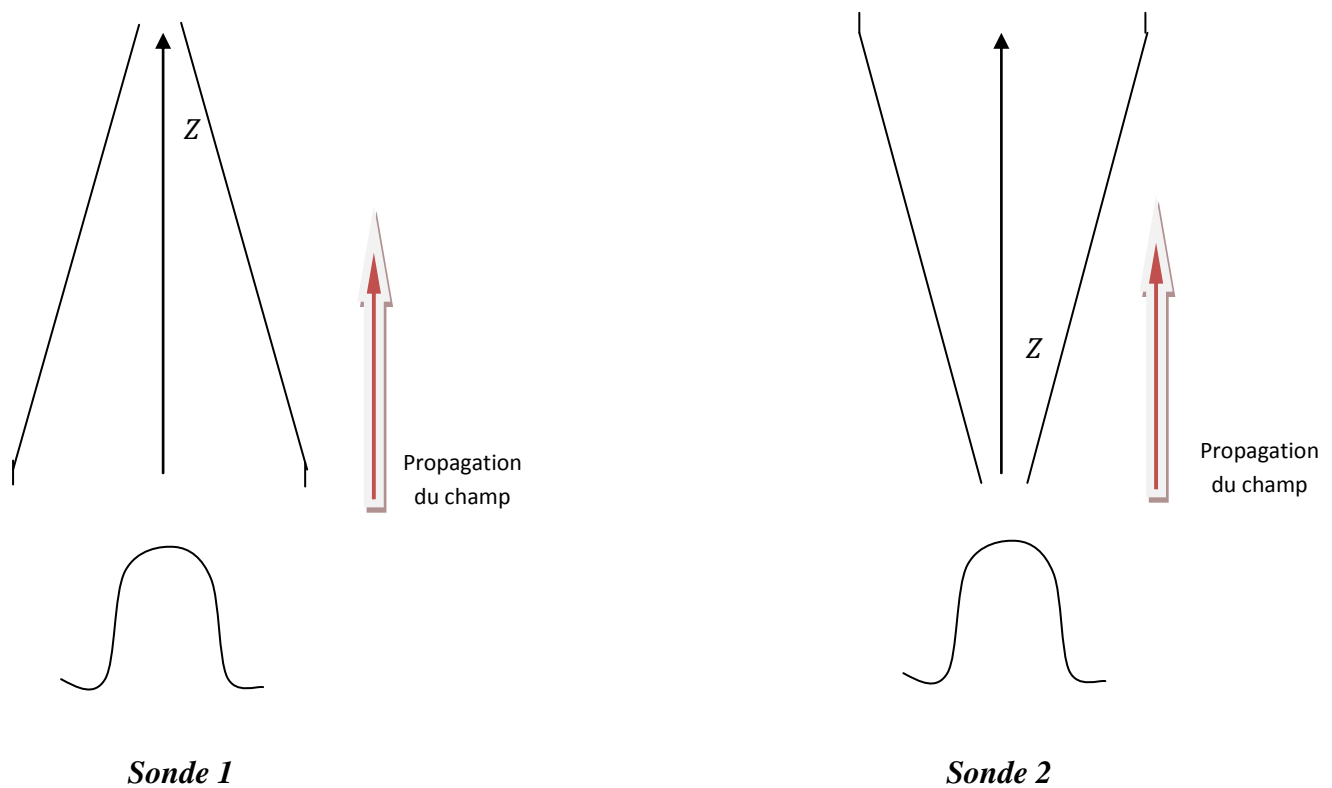


Figure. IV.7 : les 2 structures composées d'une transition adiabatique.

IV.3.1 1^{er} structure (sonde 1)

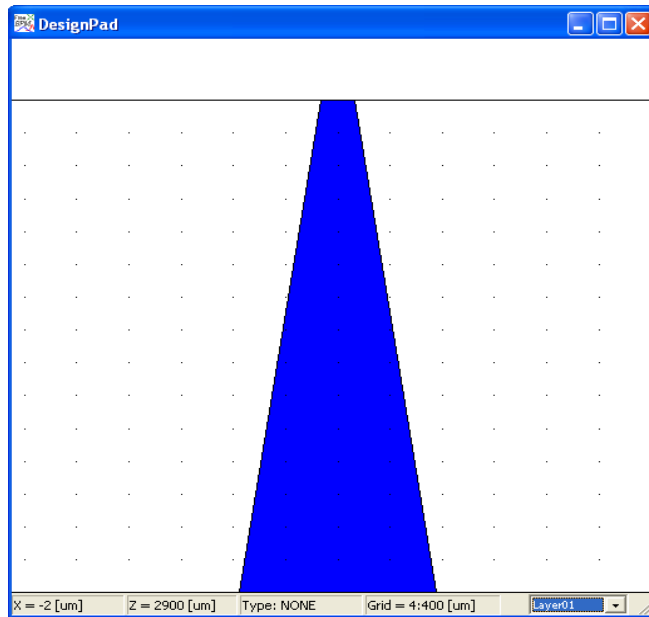


Figure. IV.8 :sonde 1 avec largeur d'entré $L_E=1.5e-5m$, largeur de sortie $L_S=2.5 e-6m$, l'indice de réfraction $n_0=5.27$ et la puissance $P=800w$.

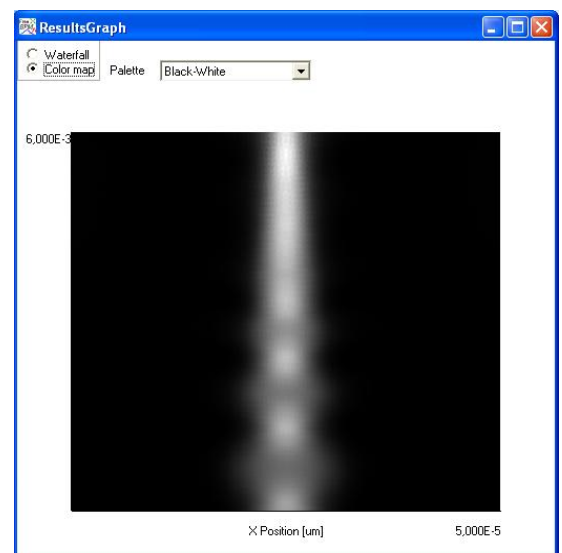
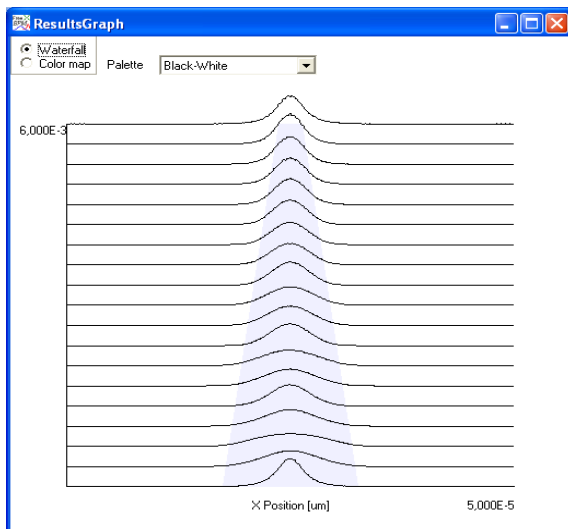


Figure. IV.9 : la propagation de l'onde lumineuse par waterfall et colormap(black-white).

Évolution du champ lumineux en fonction de quelques paramètres :

a) Variation de la largeur d'entrée et sortie (L_E et L_S):

On garde les mêmes valeurs n_0 et P .

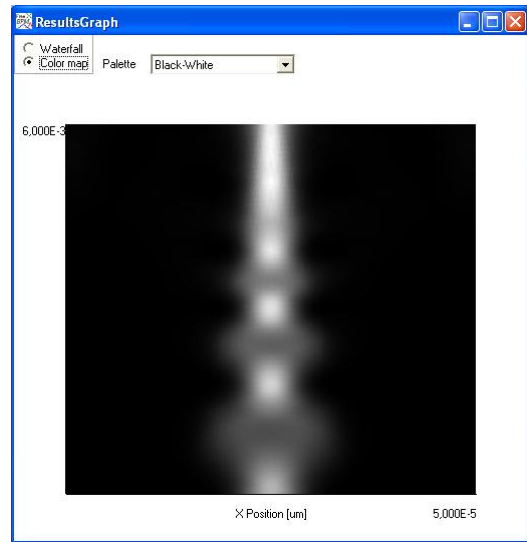
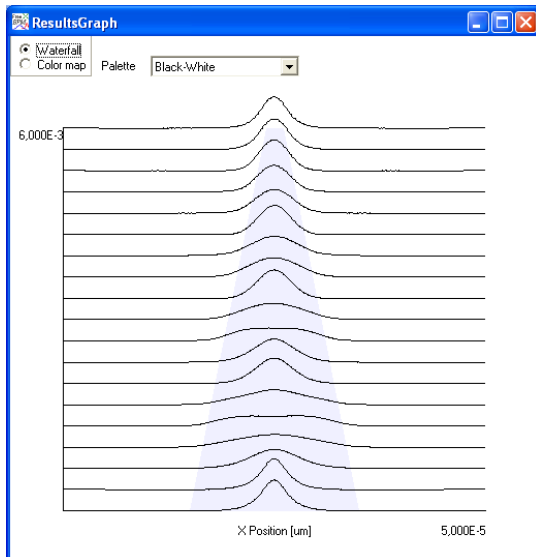


Figure. IV.10 : propagation de l'onde lumineuse de $L_E=2 \text{ e-}5\text{m}$ et $L_S=2 \text{ e-}6\text{m}$.

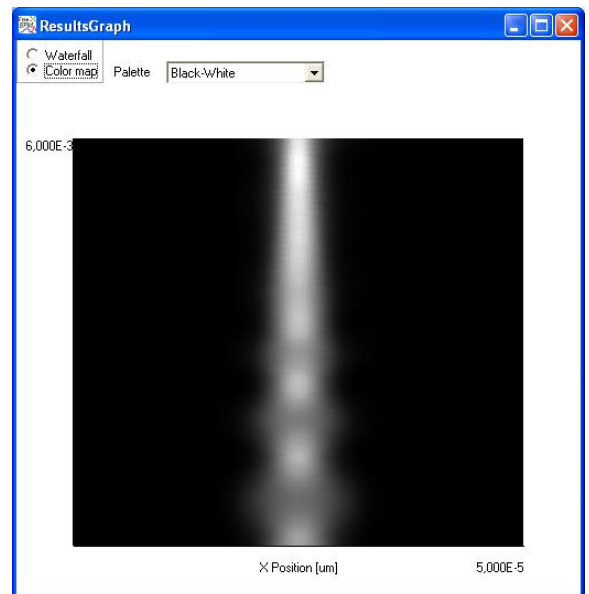
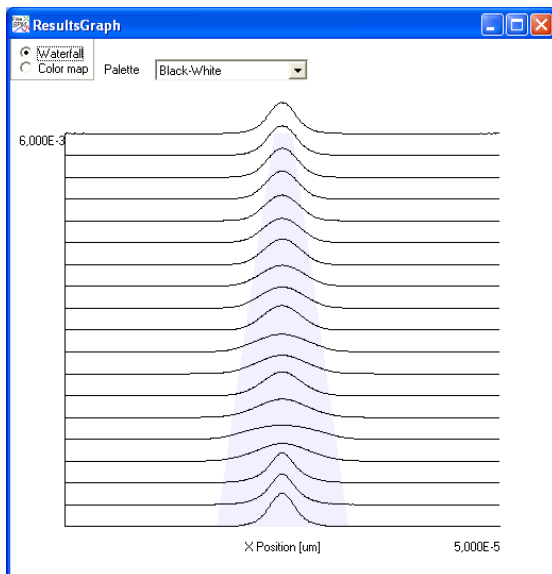


Figure. IV.11 : propagation de l'onde lumineuse de $L_E=1.5 \text{ e-}5\text{m}$ et $L_S=2 \text{ e-}6\text{m}$.

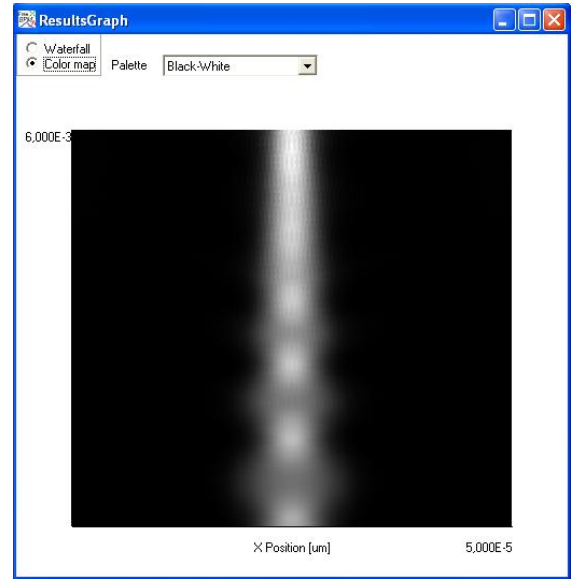
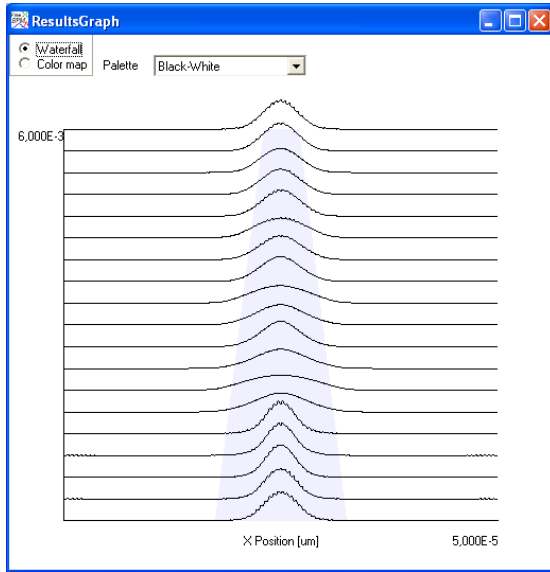


Figure. IV.12 : propagation de l'onde lumineuse de $L_E=1.5 \text{ e-}5\text{m}$ et $L_S=4 \text{ e-}6\text{m}$.

b) Variation de l'indice de réfraction :

On prend $L_E=1.5 \text{ e-}5\text{m}$, $L_S=2.5 \text{ e-}6\text{m}$ et $p=800\text{w}$.

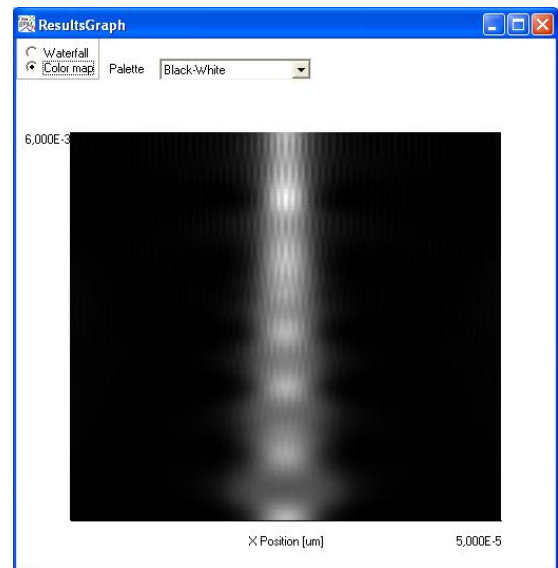
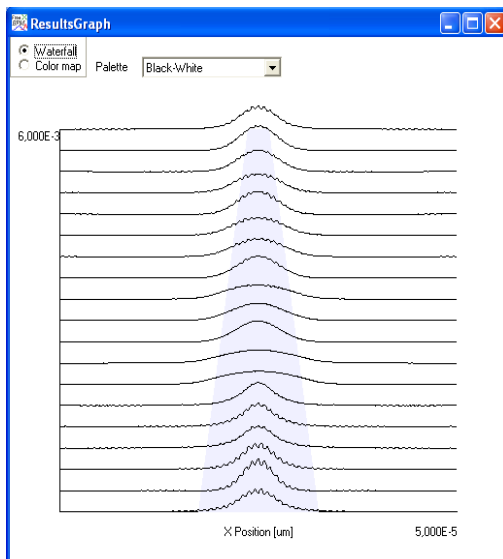


Figure. IV.13 : propagation de l'onde lumineuse avec $n_0=3.27$.

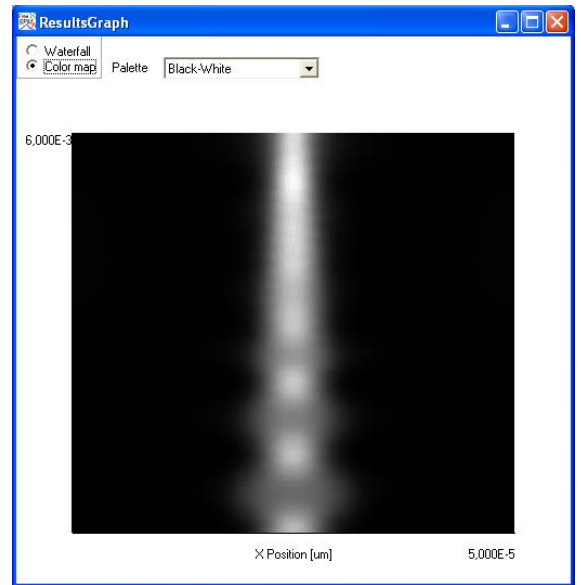
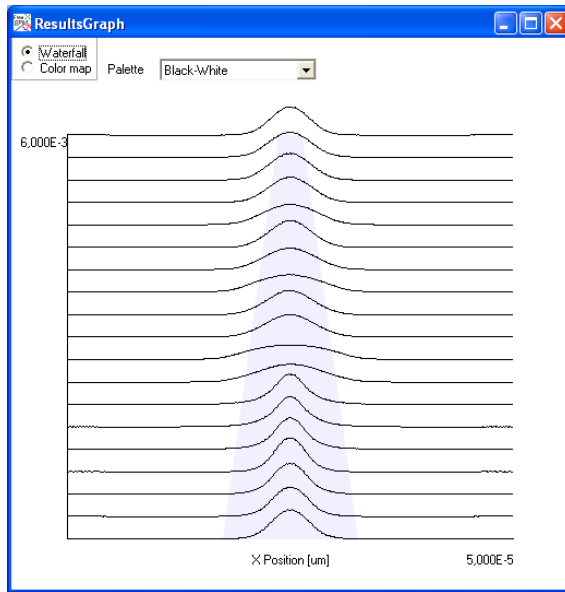


Figure. IV.14 : propagation de l'onde lumineuse avec $n_0=4.27$.

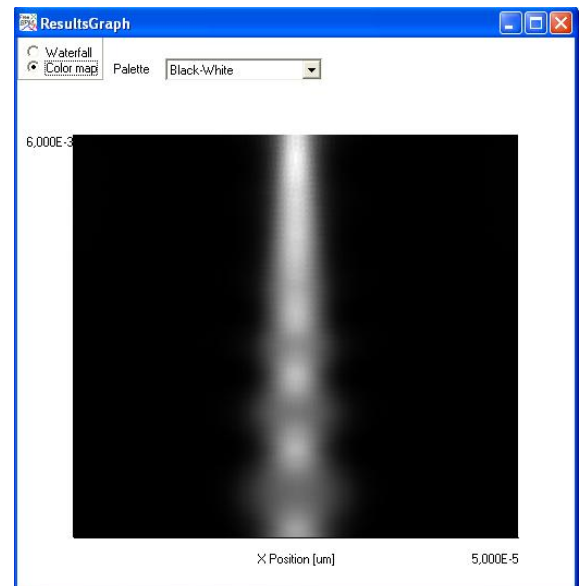
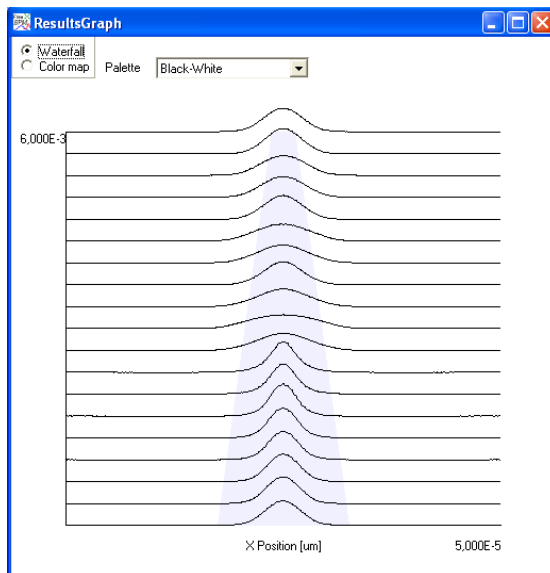


Figure. IV.15 : propagation de l'onde lumineuse avec $n_0=5.27$.

c) **Variation de la puissance du faisceau :**

On prend $L_E=1.5 \text{ e-}5\text{m}$, $L_S=2.5 \text{ e-}6\text{m}$ et $n_0=3.47$.

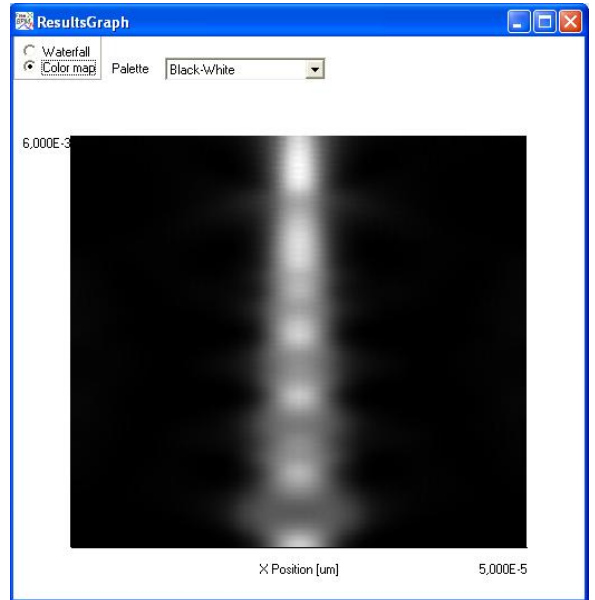
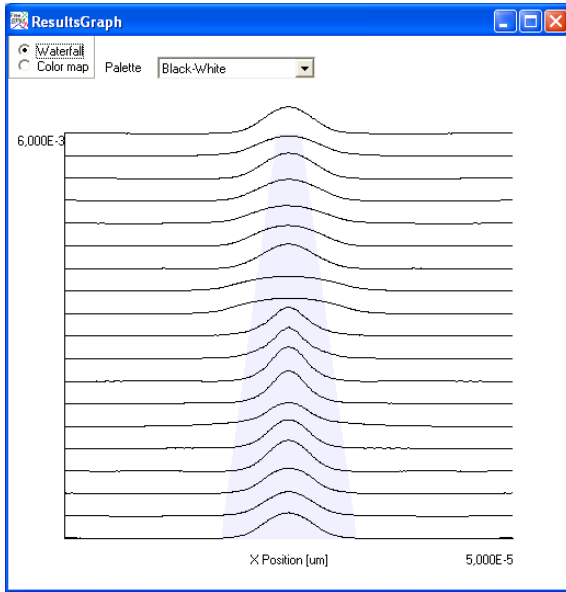


Figure. IV.16 : propagation de l'onde lumineuse avec $P=500\text{w}$.

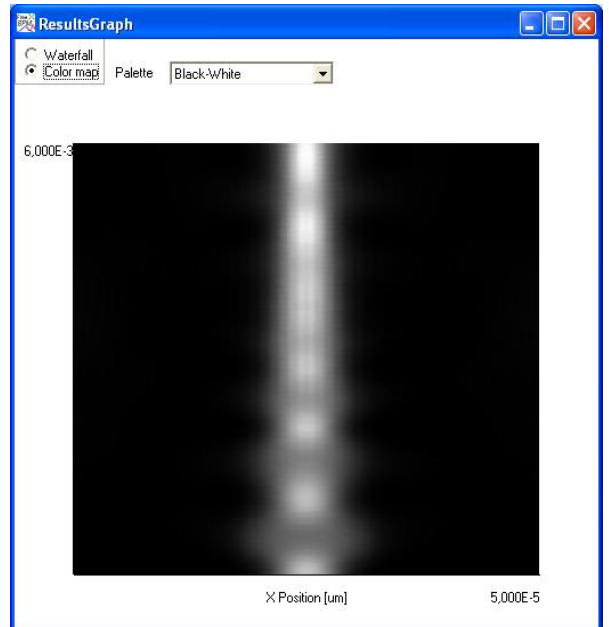
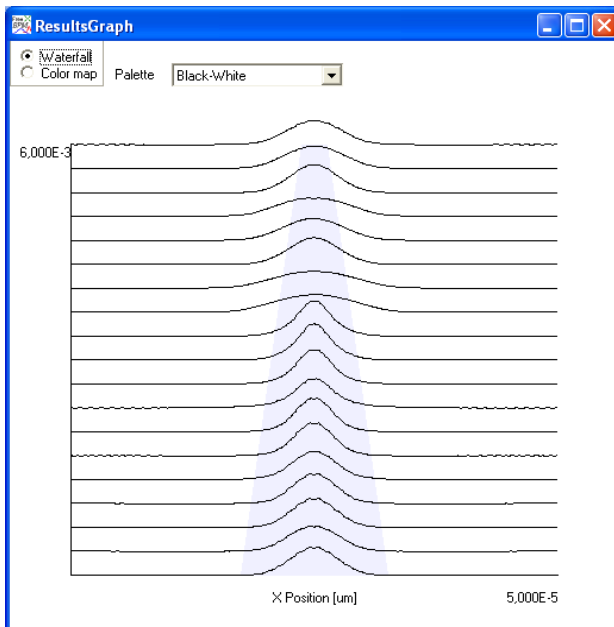


Figure. IV.17 : propagation de l'onde lumineuse avec $p=1000\text{w}$.

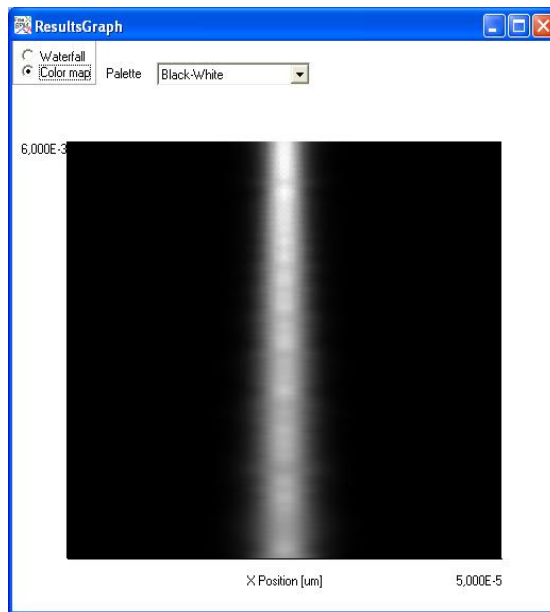
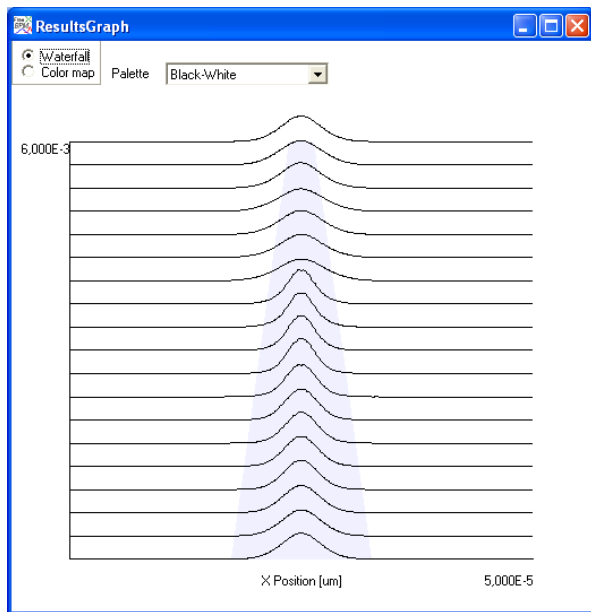


Figure. IV.18 : propagation de l'onde lumineuse avec $p=2000w$.

IV.3.2 2^{eme} structure (sonde 2)

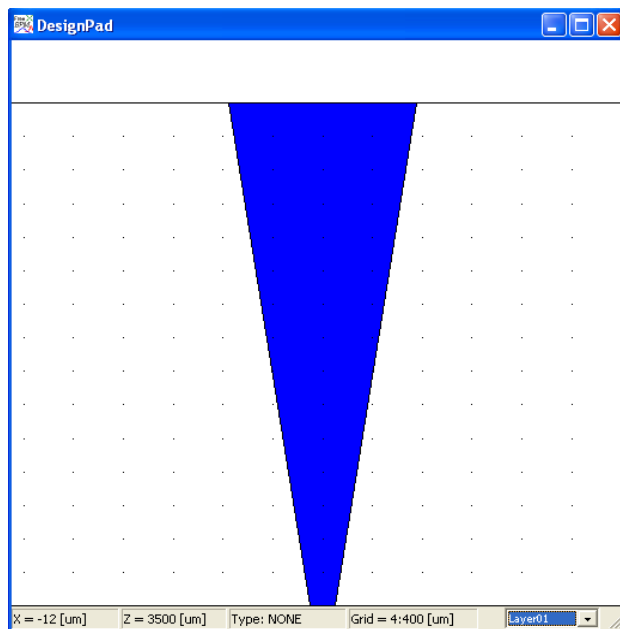


Figure IV.19 : sonde 2 avec largeur d'entré $L_E=2e-6m$, largeur de sortie $L_S=1.5 e-5m$, l'indice de réfraction $N_0=5,27$ et la puissance $p=800w$.

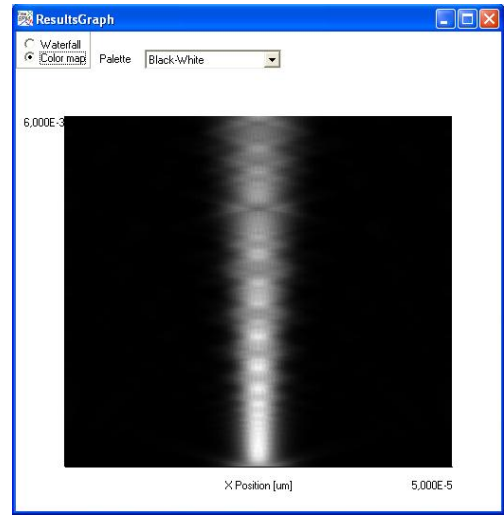
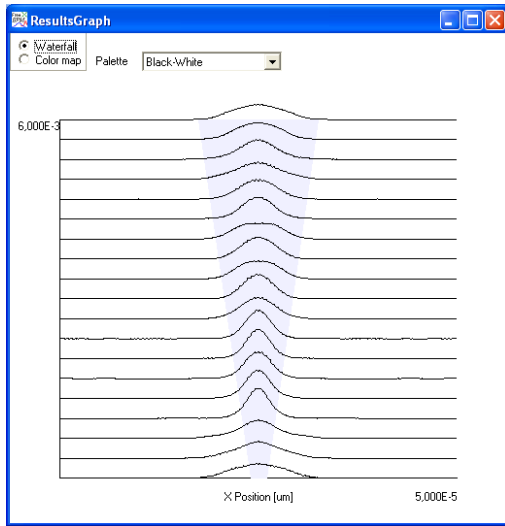


Figure. IV.20 : la propagation de l'onde lumineuse par waterfall et colormap(black-white).

Évolution du champ lumineux en fonction de quelques paramètres

a) Variation de la largeur d'entrée et sortie (L_E et L_S)

$P=800w$, $N_0=3,27$

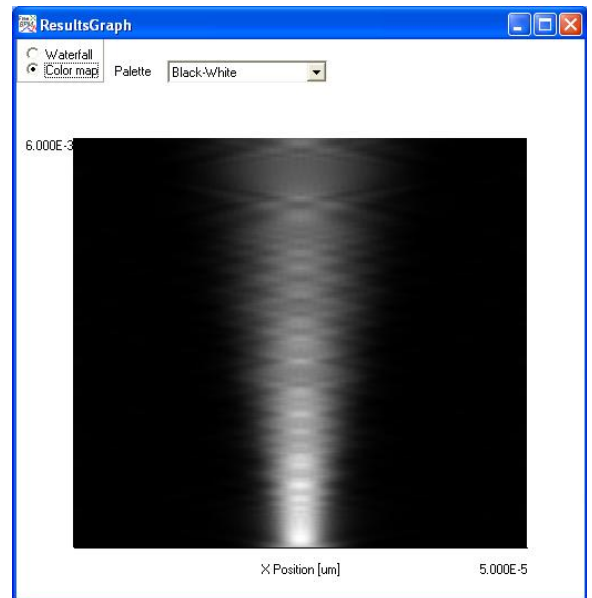
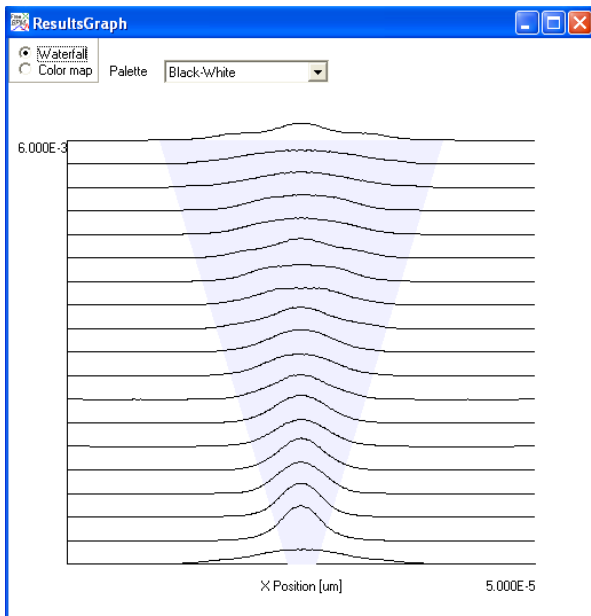


Figure. IV.21 : propagation de l'onde lumineuse de $L_E=3 \text{ e-}6\text{m}$ et $L_S=3 \text{ e-}5\text{m}$.

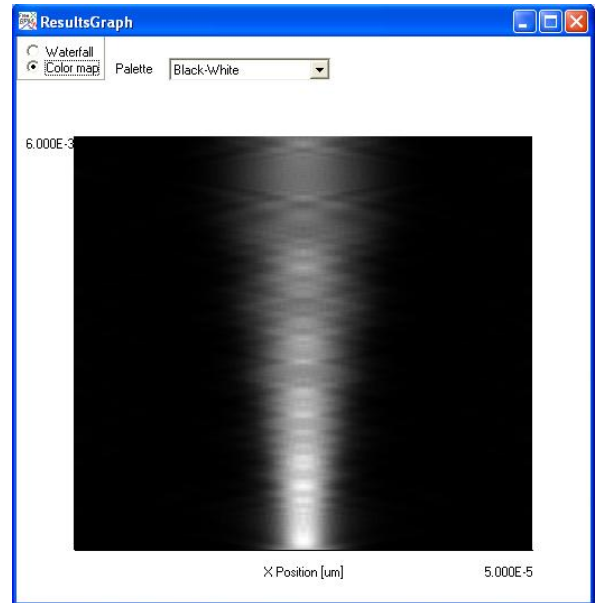
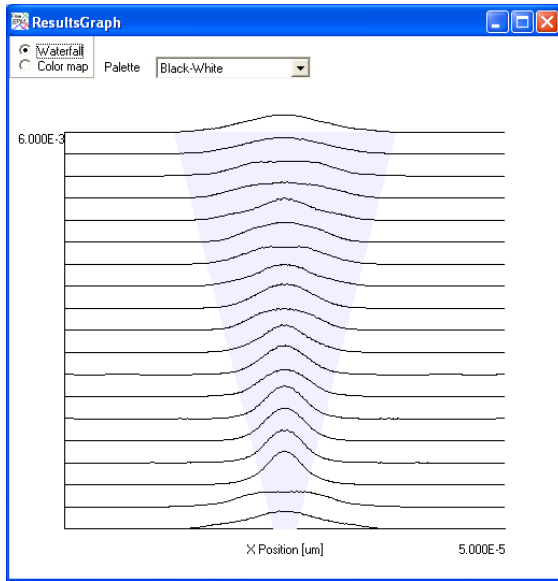


Figure. IV.22 : propagation de l'onde lumineuse de $L_E=2.5 \text{ e-6m}$ et $L_S=2.5 \text{ e-5m}$.

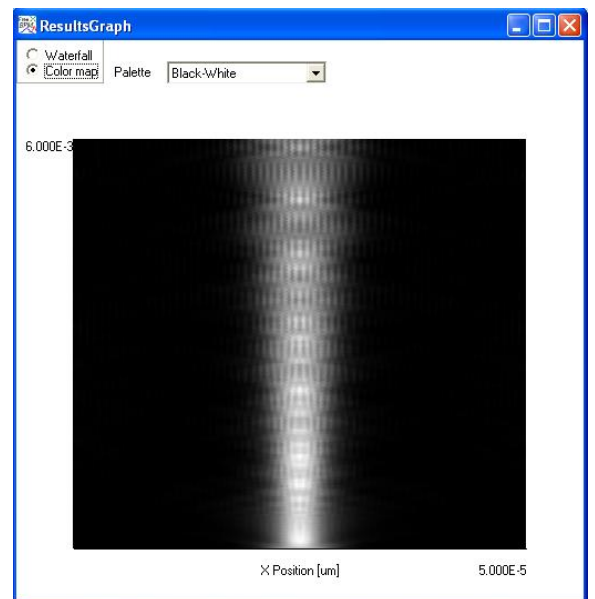
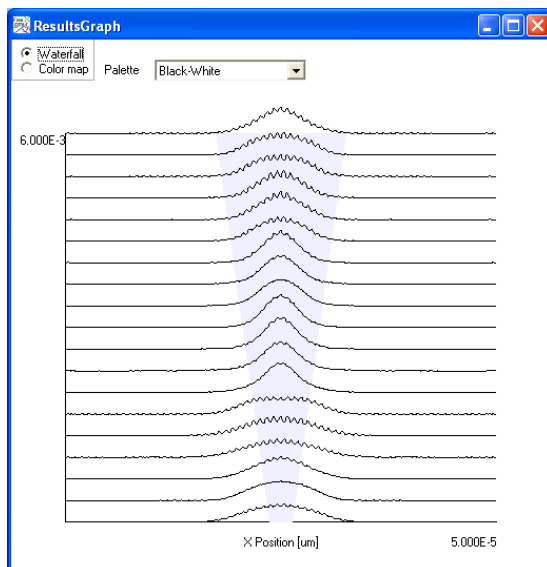


Figure. IV.23 : propagation de l'onde lumineuse de $L_E=2.5 \text{ e-6m}$ et $L_S=1.5 \text{ e-5m}$.

b) Variation de l'indice de réfraction n_0 :

On prend $L_E=2 \text{ e-}6\text{m}$, $L_S =1.5 \text{ e-}5\text{m}$ et $P=800\text{w}$.

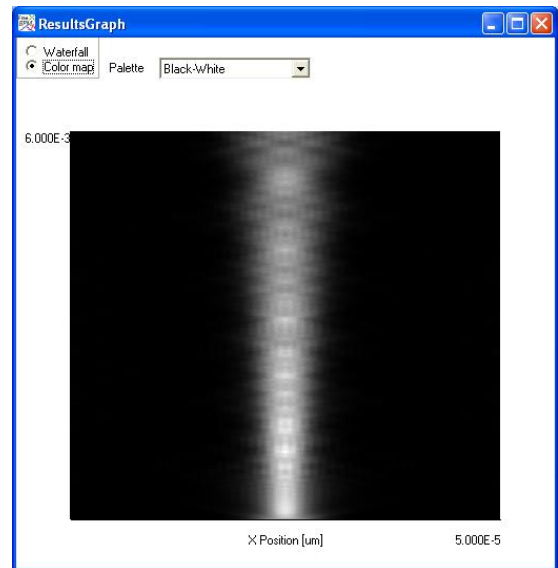
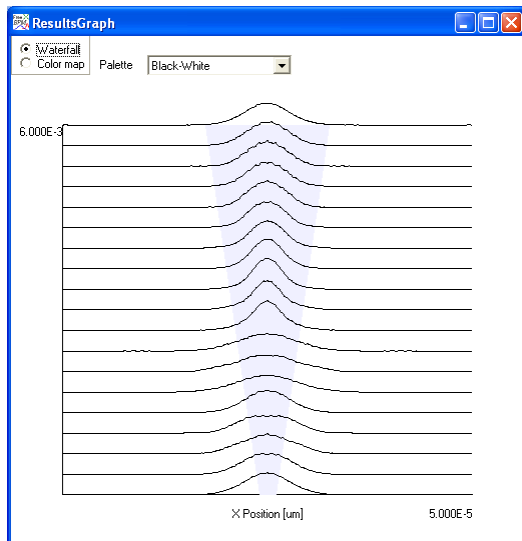


Figure IV.24: propagation de l'onde lumineuse avec $n_0=3.73$.

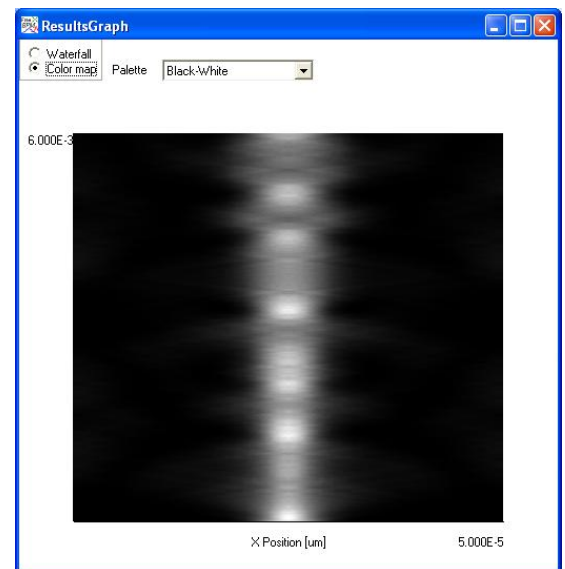
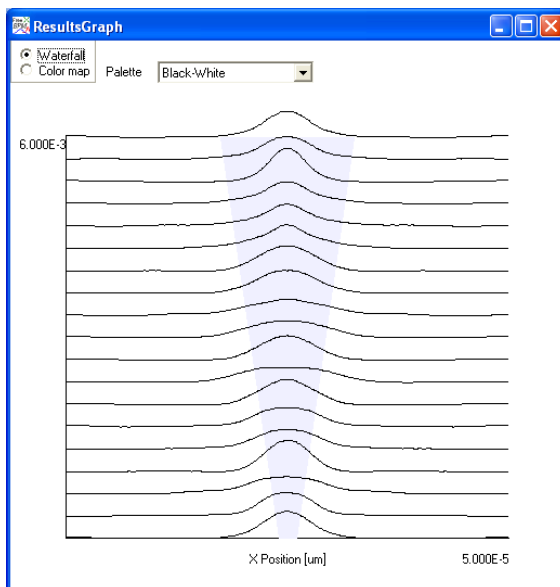


Figure. IV.24: propagation de l'onde lumineuse avec $n_0=2.27$.

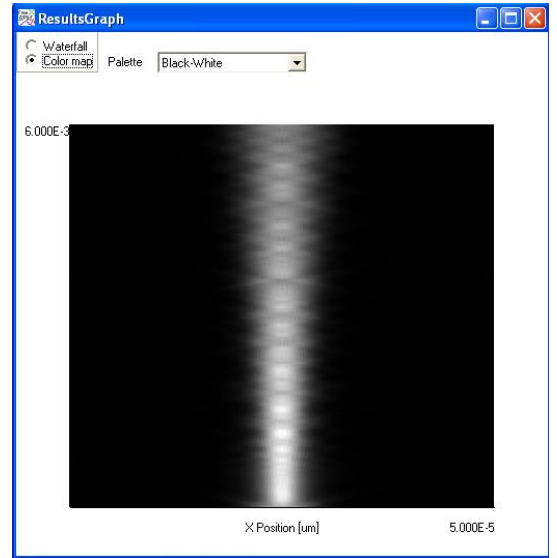
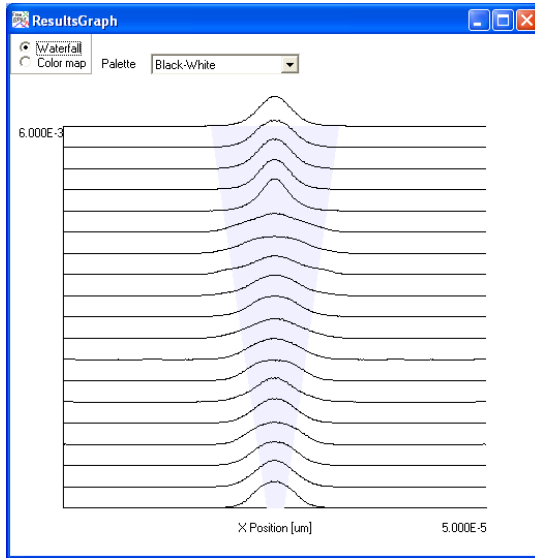


Figure. IV.25: propagation de l'onde lumineuse avec $n_0=4.27$.

c) Variation de la puissance P:

On prend $L_E=2 \text{ e-}6\text{m}$, $L_S =1.5 \text{ e-}5\text{m}$ et $n_0=4.27$.

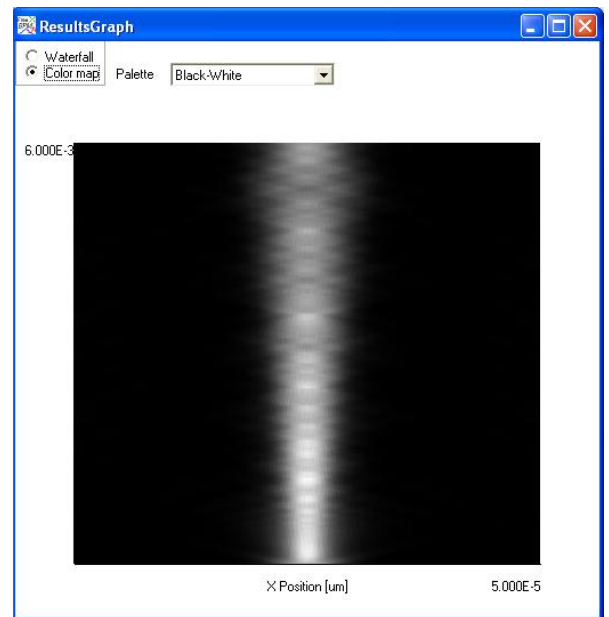
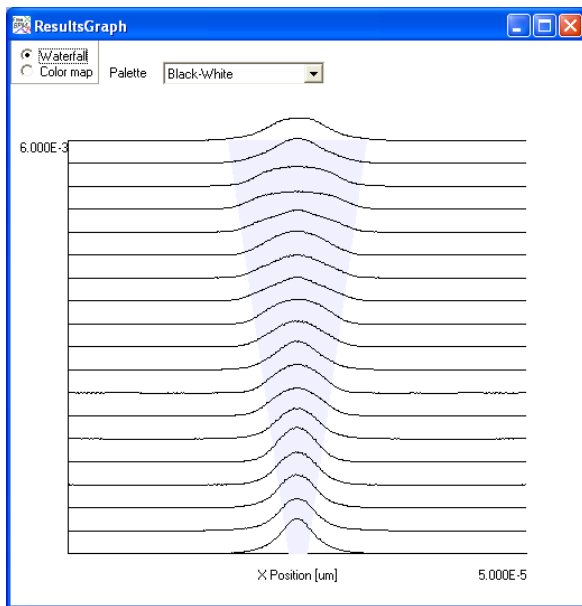


Figure IV.26: propagation de l'onde lumineuse avec $P =500\text{w}$.

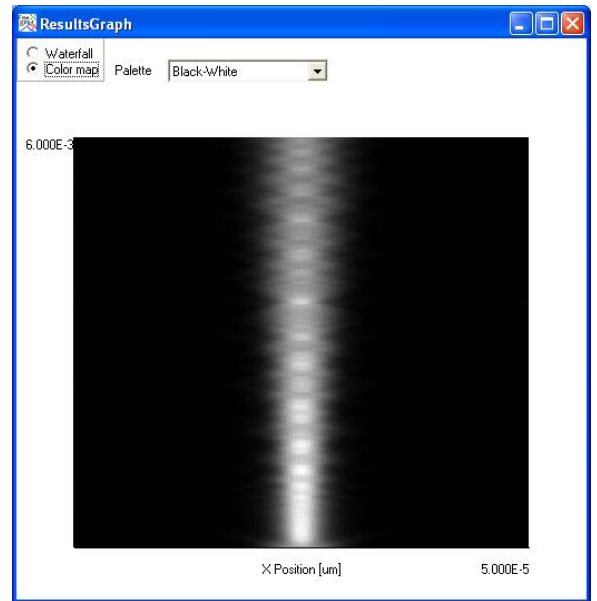
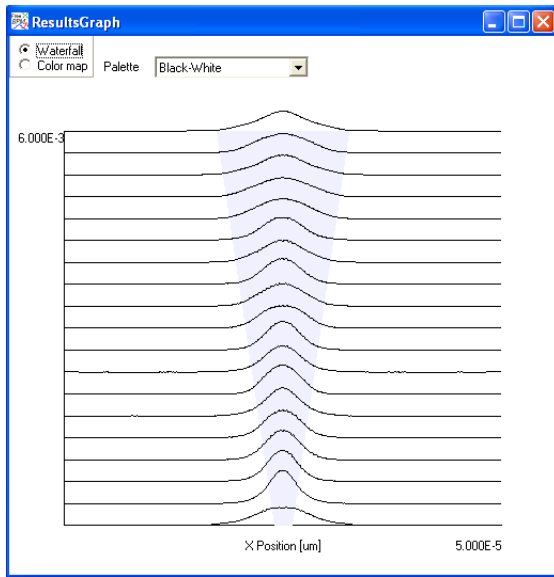


Figure IV.27: propagation de l'onde lumineuse avec $P = 1000w$.

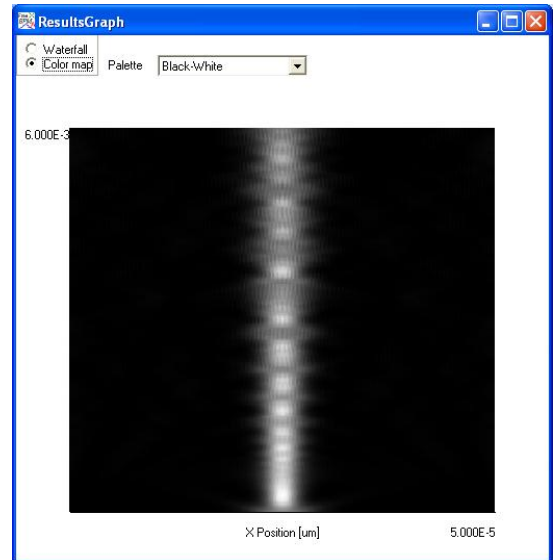
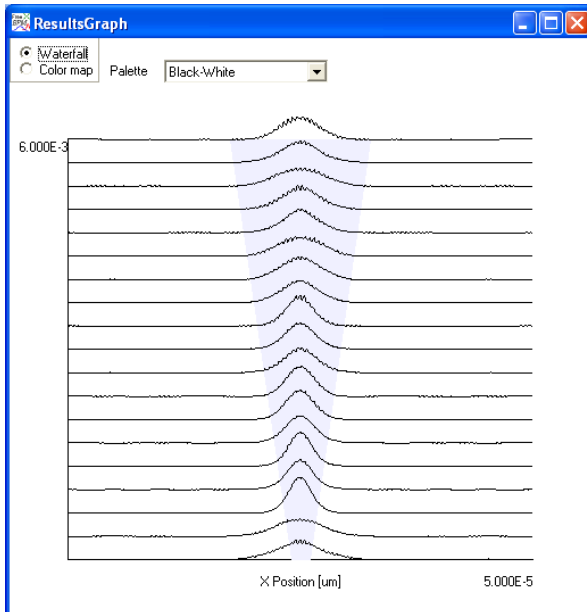


Figure IV.28: propagation de l'onde lumineuse avec $P = 2000w$.

Interprétations et commentaires :

Le but de notre travail demeure la simulation de la propagation du champ le long de la sonde optique (quelques millimètres de longueur), d'analyser et de comparer les différentes répartitions établies au cours de cette propagation.

A cet effet, plusieurs paramètres liés à la sonde ont été considérés :

- largeur d'entrée et de sortie de la sonde (angle d'inclinaison de la pointe),
- indice de réfraction du milieu (cœur du guide),
- puissance « crête » du faisceau injecté à l'entrée de la sonde.

En plus, on se propose d'étudier cette répartition pour deux structures différentes et de sens de propagation opposés (Fig IV.7) :

Sonde 1 : structure de longueur moyenne $z=6\text{mm}$, utilisée en transmission,

Sonde 2 : structure de longueur moyenne $z=6\text{mm}$, utilisée en mode réflexion

On constate, d'après les figures établies pour la sonde1 dans le sens de la propagation, que le confinement de la lumière est meilleur avec une bonne et nette répartition du champ et moins de dispersion sur les bords de la sonde ; ceci est valable pour des conditions suivantes de paramètres définis plus haut :

- * rapport entre les largeurs d'entrée et de sortie plus réduit ($R\sim 4$),
- * puissance « crête » plus élevée ($p\sim 2000w$),
- * indice de réfraction plus important ($n_0>3.47$)

En ce qui concerne la sonde2, on remarque que, pour une largeur moyenne d'entrée de $2\mu\text{m}$ et indice de réfraction très important, la répartition du champ guidé est d'autant meilleure que la puissance « crête » du faisceau injectée est moins élevée.

Dans ce cas-là, trois conditions de paramètres doivent être définies :

- * largeur d'entrée plus faible, avec un rapport de l'ordre $R\sim 4$,
- * puissance « crête » peu élevée ($p\sim 800w$),
- * indice de réfraction plus grand ($n_0>3.73$)

Conclusion générale :

Au cours de ce travail, nous avons pu mener l'étude et la conception de la propagation du champ optique dans une microsonde optique par le FreeBPM.

Nous avons commencé par la conception des sondes optiques qui ont un rôle important dans la formation des images optiques, sans oublier qu'elles sont des éléments décisifs en microscopie optique de champ proche. La microscopie en champ proche optique s'est alors révélée être un outil précieux et a été largement utilisée dans de nombreux et divers domaines, dont bien sûr celui de l'optique guidée. Malgré les diverses expériences déjà reportées dans la littérature, la microscopie en champ proche optique appliquée à l'optique guidée reste un domaine plein de promesses.

D'une part on a étudié les pointes à fibre optique et les méthodes les plus connues pour leurs fabrications. Pour obtenir une bonne résolution, l'extrémité de la pointe doit avoir de petites dimensions, de l'ordre des détails optiques que nous cherchons à visualiser. Une bonne efficacité de collection est également recherchée cette efficacité augmente avec la taille de la pointe, ce qui implique que l'obtention de ces deux conditions sera le fruit d'un compromis.

La méthode du faisceau propagé BPM est une méthode qui est exploitable en optique linéaire et non linéaire pour définir l'amplitude du champ dans une structure non uniforme suivant l'axe de propagation, à partir d'un champ incident présent à l'entrée de cette structure. Le profil du champ est déterminé par la méthode de l'indice effectif qui sert aussi à calculer le nombre maximum des modes pouvant être existés et guidés avec l'indice effectif propre à chaque mode.

Grace à ces méthodes d'analyses, nous avons effectués notre simulation par le logiciel FreeBPM employant des algorithmes de base qui inclut FFT et calculateur d'indice effectif. nous avons tenu en compte la propriété optique non linéaire du substrat où notre structure a été réalisée et qui a une valeur de 1.5×10^{-17} [m/W] qui correspond au cristal semi-conducteur ALGaAs.

L'objet d'étude principal pour notre simulation était une structure qui est composé d'une transition adiabatique.

En conséquence, les résultats trouvés apparaissent encourageants et même intéressants pour la réalisation de composants d'optique intégrée, tel que les commutateurs, les modulateurs et les lasers, utilisables en domaine des télécommunications optiques. L'exploitation des effets non linéaires constitue donc un outil clé dans l'ingénierie du transport optique.

Références bibliographiques :

- [1] *G .Binnig ,H.Rohrer, C.Gerber et E. Weibel*, “Surface studies By scanning tunneling microscopy” , *Phys .Rev .Lett .*,vol.49,no.1(1982) p .57-61.
- [2] *D.Pohl et W.Lanz*, *Optical stet hoscropy* : “image recording with resolution $\lambda/20$ ”, *Appl .Phys. Lett. ,* vol.44,no.7(1984)p.651.
- [3]*Wolf (E.) et Nieto-Vespirinas (M.J.)*, “Analyticity of the Angular spectrum amplitude of scattered fields and some of its consequence”, *J .Opt .Soc .Am .A. 2* (1985), 886{890.
- [4]*Courjon (D.) et Bainier (C.)*, “Near field microscopy and near Field optics” , *Rep .Prog .* 54 (1994),989.
- [5]*Pohl (D.) etCourjon (D.)*, “Near field Optic and related techniques”, 2éd. Kluwer, Drodrecht, The netherlands ,1993.
- [6]*Synge(E.)*, “A suggested method for extending microscopic resolution into the ultra-microscopic region”, *Philos .Mag. 6* (1928), 356.
- [7]*Pohl (D.)*, *Denk (W.)*,*etLanz (M.)*, *Optical stethscopy : image Recording with resolution $\lambda/20$* ”,*Appl .Phys .Lett . 44* (1984),651 -653. *Lewis (A.)*, *Isaacson (M.)*,*Harootunian (A.)*,*et Muray (A.)*,” *Developement of a 500 A resolution light microscope*” ,*Ultramicroscopy 13* (1984),227{231.
- [8]*Pohl (D.)*, *Denk (W.)*,*et Lanz (M.)*, “*Optical spectroscopy : image Recording with resolution $\lambda/20$* ”,*Appl .Phys .Lett . 44* (1984),651 -653.
- [9]*Fischer (U.)*, “*Sub micrometer aperture in a thin metal film as a Probe of its micro environment through enhanced light scattering And fluorescence*”, *J .Opt .Soc .Am.B 3* (1986) ,3737 -3742.
- [10] *Lewis (A.)*, *Isaacson (M.)*,*Harootunian (A.)*,*et Muray(A.)*, “*Development of a 500 A resolution light microscope*” , *Ultra microscopy 13* (1984),227{231.
- [11]*Betzig (E.)et A .Lewis (M.Isaacson) ,A .Harootunian* , “*Near Field optics scanning optical microscopy (NSOM): developement And biophysical applications*” ,*Biophys . J. 49* (1986), 269-279.

[12] *Betzig (E.) et Chichester (R.J.)*, “Single molecules observed By near-field scanning optical microscopy”, *Science* 262 (1993), 1422-1425].

[13] *Betzig (E.) et Trautman (J.K.)*, “Near-field optics: Microscopy, Spectroscopy, and surface modification beyond the diffraction limit”, *Science* 257 (1992)

[14] *Berguiga (Lotfi)*, « Etude et réalisation d'un microscope de champ Proche optique avec asservissement de type "shear-force». Application à l'étude en champ proche du vieillissement de fibre optiques, Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, Dijon , Juillet2001.

[15] *Hulst (N.Van), Moers (M.), et Bolger (B.)*, “Near-field optical Microscopy in transmission and reflexions modes and combination with force microscopy” ,*J .Microsc .* 171 (1993), 95-105.

[16] *Fischer (U.)*, “The tetrahedral tip as a probe for scanning near-Field optical microscopy” ,*NATO ASI series ,Kluwer ,Dordrecht,1993.*

[17] *Koglin (J.), Fischer (U.) , et Fuchs (H.)*, “Scanning near-field optical microscopy with atetrahedral tip at a resolution with a near Field probe” ,*Journal of Biomedical Optics* 1 (1996),75-78.

[18] *Hecht (B.), Sick (B.), Wild(U.P.), Deckert (V.), Zenobi (R.), Martin (O.J.F.) ,et Pohl (D.W.)*, “Scanning near-field optical microscopy with aperture probes : Fundamentals and applications”, *J. Chem .Phys .* 112 (2000),7761-7774.

[19] *Betzig (E.), Isaacson (M.), et Lewis (A.)*, Collection mode near field scanning optical microscopy, *Appl.Phys. Lett.* 51 (1987), 2088{2099.

[20] *Fischer (U.), Dúrig (U.), et Pohl (D.)*, “Near field optical scanning microscopy in reflection” ,*Appl .Phys .Lett .* 52 (1988),249-251.

[21] *Fischer (U.), Dúrig (U.), et Pohl(D.)*, “Observation of single-particle plasmons by Nearfield optical microscopy”, *Phys .Rev. Lett* 62 (1989),458{461.

[22] *Spajer (M.), Courjon (D.), Sarayeddine (K.), Jalocha (K.), et Vigoureux (J.-M.)* , « Microscopie en champ proche par réflexion », *J .Phys.III* 1 (1991),1-12.

[23] *Bozhevolnyi (S.I.), Keller (O.), et Smolyaninov (I.I.)*, “Phase Conjugation of an optical nearfield”, *Opt. Lett .* 19 (1994), 1601.

- [24] *Bozhevolnyi (S.I.), Bozhevolnaya (E.A.), et Berntsen (S.)*, “Theoretical model for phase conjugation of optical near fields”, *J .Opt .Soc .Am.A* 12 (1995) , 2645.
- [25] *Reddick (R.), Warmack (R.), et Ferrel (T.)*, “New form of scanning optical microscopy” ,*Phys .Rev .B* . 39 (1989),767-770.
- [26] *de Fornel (F.), Goudonnet (J.P.), Salomon (L.), et Lesniewska (E.)*, « An évanescent Field Optical microscope » ,*Proc .SPIE* 1139(1989),77-84.
- [27] *Courjon (D.), Sarayedine (K.), et Spajer (M.)*, “Scanning tunneling Optical microscopy”,*Opt .Commun* . 71 (1989), 23-28.
- [28] *Inouye (Y.) et Kawata (S.)*, “Nearfield optical microscopy with ametallic probe tip”, *Opt.lett.*19 (1994), 159-161
- [29] *Hulst (N.Van) , Moers (M.) ,et Bolger (B.)*,” Near-field optical microscopy in transmission and reflexions modes and combination with force microscopy” ,*J . Microsc* . 171 (1993), 95-105.
- [30] *Fillard (J.P.) , Castagne (M.), et Prioleau (C.)*, “Optical properties of silicon nitride atomic-force-microscopy tips in scanning tunneling optical microscopy :experimental study” ,*Appl .Opt* . 34(1995), 3737.
- [31] *Kawata (S.), Inouye (Y.), et Sugiura (T.)*, « Near-Field Scanning Optical Microscope with a Laser Trapped Probe » ,*Jpn .J .Appl. Phys.* 33 (1994), L1725-L1727.
- [32] *Carminati (R.) et Greffet (J.-J.)* , “Influence of dielectric contrast and topography on the near field scattered by anihomogenous surface”, *J .Opt .Soc .Am* 12 (1995) ,2716-2725.
- [33] *Courjon (D.) et Bainier (C.)*, « Le champ proche optique : théorie et applications », Springer ,Springer ,Paris ,2001.
- [34] *Bozhevolnyi (S.I.) et Bozhevolnaya (E.A.)*, “Near-field Imaging of the interference pattern of counter propagating evanescent waves”,*Opt .Lett* . 24 (1999),747
- [35] *Pieralli (C.)*, “Statistical estimation of point spread function applied to scanning near-field optical microscopy” ,*Optic .Comm.*108 (1994),203-208.

- [36] *Kann (J.L.), Milster (Tom D.), Froehlich (F.F.), Ziolkowski (R.W.) ,et Judkins (J.B.)* ,” Linear behavior of a near-field optical scanning system” ,*J .Opt .Soc .Am .A* 12 (1995) , 1677.
- [37] *VanLabeke (D.) et Barchiesi (D.)*, “Probes for scanning tunneling optical microscopy: a theoretical comparison”, *J .Opt .Soc . Am .A* 10 (1993),2193.
- [38] *Maheswari (R.Uma) ,Kadono (H.),et Ohtsu (M.)*, “Power spectral analysis for evaluating optical near-field images of 20nm gold particles” ,*Optic .Comm .* 131 (1996), 133-142.
- [39] *Greffet (J.J.) et Carminati (R.)*, « Image formation in near field optics » , *Prog .Surf .Sci .* 56 (1997),133-237.
- [40] *Greffet (J.J.) ,Sentenac (A.),et Carminati (R.)*, “Surface profile reconstruction using near-field data” ,*Opt .Comm .* 116 (1995), 20-24.
- [41] *Barchiesi (D.) et VanLabeke (D.)*, “Application of Mie scattering of evanescent waves to scanning tunneling optical microscope theory” , *J .Mod .Opt .* 40 (1993), 1239-1254.
- [42] *N.S.Kapany et J.J.Burke*. “Optical Wave guides” (Academic Press ,NewYork& London,1972).
- [43] *E.L.Buckland ,P.J.Moyer et M.A.Paesler*. “Resolution in collection-mode scanning optical microscopy” .*J. Appl.Phys.*, 73(3):1018–1028(1993).
- [44][45] *L.Novotny ,D.W.Pohl et B.Hecht*. “Scanning near-field optical probe with ultrasmall spot size” .*Opt .Lett.*, 20(9):970–972(1995).
- [46] *M.Ashino et M.Ohtsu*. “Fabrication and evaluation of a localized plasmon resonance probe for near-field Optical microscopy/spectroscopy”. *Appl.Phys.Lett.*, 72(11):1299–1301(1998).
- [47] *B.Hillerich et J.Guttmann*. Deterioration of taper lens performance due to taper asymmetry .*J.Light wave Technol.*, 7:99–104(1989).
- [48] *B. I. Yakobson et M. A. Paesler*. « Tip optics for illumination NSOM: extended-zone approach. *Ultramicroscopy* », 57(2–3):204–207(1995)
- [49] *M. A. Paesler et P. J.Moyer*. “Near-Field Optics: Theory, Instrumentation and Applications” (Wiley-Interscience, NewYork,1996).

- [50] A. Lewis et K. Lieberman. "Near-field optical imaging with a non-evanescently excited high-brightness light source of sub-wave length dimensions". *Nature*, 354(6350):214(1991).
- [51] H. Stürmer, J. M. Köhler et T. M. Jovin. « Micro structured polymer tips for scanning near-field optical micro-scopy ». *Ultramicroscopy*, 71(1-4):107–110(1998).
- [52] H. Gottlich et W. M. Heckl. "A novel probe for near field optical microscopy based on luminescent silicon". *Ultramicroscopy*, 61:145–153(1995).
- [53] V. Sandoghdar et J. Mlynek. "Prospects of apertureless SNOM with active probes". *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, pp. 523–530(1999).
- [54] G. A. Valaskovic, M. Holton et G. H. Morrison. "Parameter control, characterization, and optimization in the fabrication of optical fiber near-field probes". *Appl. Opt.*, 34(7):1215–1228(1995).
- [55] L. Thiéry, N. Marini, J.-P. Prenel, M. Spajer, C. Bainier et D. Courjon. "Temperature profile measurements of near-field optical microscopy fiber tips by means of sub-micronic thermocouple". *Int. J. Therm. Sci.*, 39(4): 519–525(2000).
- [56] M. Stähelin, M. A. Bopp, G. Tarrach, A. J. Meixner et I. Zschokke - Gränacher. "Temperature profile of fiber tips used in scanning near-field optical microscopy". *Appl. Phys. Lett.*, 68(19):2603–2605(1996).
- [57] R. Stöckle, N. Schaller, V. Deckert, C. Fokas et R. Zenobi. "Brighter near-field optical probes by means of improving the optical de struction threshold". *J. Microscopy*, 194(2/3):178–182(1999).
- [58] B. Ainslie, K. Beales, C. Day, J. Rush. "The design and the fabrication of monomode Optical fiber". *IEEE Trans. Microwave theory Techn.*, 30(4), 360-369,1982.
- [59] E. Betzig, M. Isaacson, A. Lewis. "Collection mode near-field scanning optical microscopy". *Appl. Phys. Lett.*, 51(25), 2088-2090,1987.
- [60] D. Courjon, C. Bainier. *Le champ proche optique: Théorie et application*. Springer-Verlag, 2001.

- [61] *D. Monk, D. Soane, R. Howe.* “Are view of the chemical reaction mechanism and kinetics for hydrofluoric acid etching of silicon dioxide for surface micromachining applications?” *Thin Solid Films*, 232(1),1-12,1993.
- [62] *R. Stockle, C. Fokas, V. Deckert, R. Zenobi, B. Sick, B. Hecht, U. Wild.* “High-quality near field optical probes by tube etching”. *Appl. Phys. Lett.*,75(2), 160-162,1999.
- [63] *P. Lambel et, A. Sayah, M. Pfeer, C. Philipona, F. Marquis-Weible.* “Chemically etched fiber tips for near-field optical microscopy: aprocessfor smoother tips”. *Appl.Opt.*,37(31),7289-7292,1998.
- [64] *N. Chevalier, Y. Sonnefraud, J. F. Motte, S. Huant, K. Karrai.* “Aperture-size-controlled optical fiber tips for high-resolution optical microscopy. *Review of Scientific Instruments*”, 77(6),063704, 2006
- [65] *P. Lambelet, A. Sayah, M. Pfeffer, C. Pilipona et F. Marquis-Weible.* “Chemically etched fiber tips for near-field optical microscopy: a process for smoother tips” *.Appl.Opt.*, 37:31(1998)
- [66] *R. Stöckle, N. Schaller, V. Deckert, C. Fokas et R. Zenobi.* “Brighter near-field optical probes by means of improving the optical destruction threshold”. *J. Microscopy*, 194(2/3):178–182(1999).
- [67] [70] *J. A. Veerman, A. M. Otter, L. Kuipers et N. F. Van Hulst.* “High definition aperture probes for near-field optical microscopy fabricated by focused ion beam milling”. *Appl. Phys. Lett.*, 72(24):3115–3117(1998).
- [68] *N. Chevalier, Y. Sonnefraud, J. F. Motte, S. Huant, K. Karrai.* “Aperture- size-controlled optical fiber tips for high-resolution optical microscopy”. *Review of scientific Instruments*, 77(6), 063704, 2006.
- [69] *M. Ohtsu, réd.* *Near-field nano/atom optics and Technology* (Springer Verlag, Tokyo, Japan, 1998)
- [71] *D. Mulin, D. Courjon, J.-P. Malugani et B. Gauthier-Manuel.* “Use of solid electrolytic erosion for generating nano-aperture near-field collectors” *.Appl. Phys. Lett.* , 71(4):437–439(1997).

[72] *Aurélien Drezet*. “ Le champ proche optique et la detection de nano-objets moléculaires individuels” .PhDthesis, Université Joseph Fourier, Grenoble 1,2002.

[73] *P. Hoffmann, B. Dutoit et R. Salaté*. “Comparison of mechanically drawn and protection layer chemically etched optical fiber tips”. *Ultramicroscopy*, 61:165–170(1995).

[74] *Y. Chung et N. Dagli*, “An assessment of finite difference beam propagation method”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 26, No.8, pp.1335-1339, 1990.

[75] *W. P. Huang, C. L. Xu, S. T. Chu et S. K. Chaudhuri*, “The finite-difference beam propagation method: analysis and assessment”, *IEEE Journal of Light wave Technology*, Vol.10, pp.295-305, 1992.

[76] *H. M. Masoudi, M. A. Al-Sunaidi et J. M. Arnold*, “Efficient time-domain beam-propagation Method for modeling integrated optical devices”, *Journal of Light wave Technology*, Vol.19, pp.759-762, Mai 2001.

[77] *H. M. Masoudi, M. A. Al-Sunaidi et J. M. Arnold*, “Efficient time-domain beam-propagation Method for modeling integrated optical devices”, *Journal of Light wave Technology*, Vol.19, pp.759-762, Mai 2001.

[78] *J. VanRoey, J. Van der Donk et P. E. Lagasse*, "Beam propagation method: analysis And assessment", *Journal of the Optical Society of America*, (USA), Vol.71, No.7, pp.803-810, Juillet 1981.

[79] *Hoekstra H.J.K.M., Krijnen G.J.M., Lambeck P.V.* “New formulations of the beam propagation method based on the slowly varying envelope approximation». *optics communications*, 1993, vol. 97, n° 5-6, pp. 301-303.

[80] *Ilic I., Scarmozzino R., Osgood M. Jr.* “Investigation of the padé approximant-based wide-angle beam propagation method for accurate modelling of wave guiding circuits”. *Journal of light wave technology*, 1996, vol.14, n° 12, pp. 2813-2822.

[81] *Hop.L., Luy.Y.* “A bidirectional beam propagation method for periodic waveguides”. *IEEE Photonics technology letters*, 2002, vol. 14, n° 3, pp. 325-327.

[82] *Snyder Allan W. et love John D.* “Waveguides with exact solutions. In : *Optical waveguide theory*”. 1^{ère} édition. London, UK: Chapman and Hall, 1983, pp. 238-279.

[83] *Yasuit., Koshiha M.* “Three-dimensional vector beam-propagation method for second harmonic generation analysis”. *Journal of light wave technology*, 2001, vol. 19, n° 5, pp.780-785.

[84] *Saitohk., Koshiha M.* “Full-vector finite elements beam propagation method with perfectly matched layers for anisotropic optical waveguides”. *Journal of light wave technology*, 2001, vol. 19, n° 3, pp. 405-413.

[85] *Auélien CUCHE* « Sondes actives pour l'optique en champ proche à base de nanoparticules isolantes ou de nano-diamant fluorescents » thèse de doctorat.

[86] *Nicolas LOUVION* « Microscopie en champ proche optique de structures à base de cristaux photoniques » thèse de doctorat.

